ORSAY
SERIE A,
N° D'ORDRE
59

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Guy MOUILHAYRAT

PREMIERE THESE

Télescope pour l'étude des particules chargées produites par des neutrons de 14 MeV

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 20 décembre 1967, devant la Commission d'examen

M.	JEAN	Président
MM.	RIOU MAIGNAN	Examinateurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Guy MOUILHAYRAT

PREMIERE THESE

Télescope pour l'étude des particules chargées produites par des neutrons de 14 MeV

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 20 décembre 1967, devant la Commission d'examen

M.	**JEAN**	Président
MM.	**RIOU**	Examinateurs
	MAIGNAN	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE PARIS

FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

PROFESSEURS

JANVIER 1967

Le Doyen M. ZAMANSKY

GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
WYART	T	Minéralogie et cristallographie
TEISSIER	T	Zoologie
AUGER	T	Physique quantique et relativité
MONNIER	T	Physiologie générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique E.N.S.
CARTAN	T	Mathématiques E.N.S.
LAFFITTE	T	Chimie générale
N L	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du globe
CHRETIEN	T	Chimie minérale
BOCQUET	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique E.N.S.
EPHRUSSI	T	Génétique
GAUTHERET	T	Biologie végétale CPEM
LUCAS R	T	Recherches physiques
THOMAS A.	T	Biologie
MORAND	T	Physique enseignement
SOLEILLET	T	Physique CPEM
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides
DRACH	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique de l'atmosphère
GALLIEN	T	Embryologie
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique
THELLIER	T	Physique du globe
PONCIN	T	Mécanique générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres
GAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
TRILLAT		Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théorie physique
AMIEL	T	Chimie générale
J.P. MATHIEU	T	Physique optique
COUTEAUX	T	Cytologie
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie
FELDMANN	T	Biologie végétale marine
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématiques
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral
CHOUARD	T	Physiologie végétale
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique)
BRELOT	T	Analyse supérieure
EICHHORN	T	Botanique
BENARD	T	Chimie appliquée
DUGUE	T	Statistique mathématique

SOULAIRAC T Psychophysiologie

ULRICH T Physiologie végétale appliquée

KIRRMANN T Théories chimiques

CHADEFAUD T Botanique

Mlle LE BRETON T Physiologie de la nutrition

LELONG T Application de l'analyse à la géométrie

DEVILLIERS T Anatomie comparée

EHRESMANN T Topologie algébrique

FRANCON T Physique SPCN

GLANGEAUD T Géographie physique, géologie dynamique

GODEMENT T Mathématiques MGP

PISOT T Techniques mathématiques de la physique

ROCH T Géologie

SCHATZMANN T Astrophysique

TERMIER T Géologie générale

ZAMANSKY T Mathématiques générales

LENNUIER T Physique MGP

ROUTHIER T Géologie appliquée

Mme TONNELAT T Physique théorique

DIXMIER T Mathématiques MPC

SOUCHAY T Chimie générale

AIGRAIN T Electrotechnique

BRUSSET T Chimie systématique

LEVY T Physique théorique des hautes énergies

Mme CHAIX T Chimie biologique

Mme HUREL PY T Biologie végétale CPEM

PANNETIER T Chimie générale I

NORMANT T Synthèse organique

YVON T Théories physiques

COTTE T Physique électricité

DUBOIS J.E T Chimie organique physique

LAMOTTE T Zoologie E.N.S.

OLMER T Energétique générale

GAUTHIER T Mécanique appliquée

BARCHEWITZ T Chimie physique

BROSSEL T Physique atomique

BUSER T Physiologie comparée

CAMUS T Physiologie végétale

CURIEN T Minéralogie et cristallographie

POSSOMPES T Zoologie

PULIMANN T Chimie quantique

TEILLAC T Physique nucléaire et radioactivité

VILLE T Econométrie

FREYMANN T Recherches physiques

ROLLET T Chimie minérale

Mlle JOSIEN T Chimie SPCN

CHEVALLEY T Géométrie algébrique et théorie des groupes

GERMAIN T Mécanique, théorie des fluides

LUCAS G. T Géologie

ALLARD T Chimie physique

BERTHELOT T Physique des particules fondamentales

BRICARD T Météorologie

Mme ALBE-FESSARD T Psycho-physiologie

M. JULIA T Etude des molécules naturelles complexes

MAGAT T Physico-chimie des rayonnements

MONOD T Chimie du métabolisme

BRUN T Mécanique des fluides I

Mme DUBREIL T Mathématiques (Agrégation)

Mme LELONG T Mathématiques II ENS

BELLAIR T Géologie SPCN

BOUISSIERES T Radiochimie

Mme COUTURE T Thermodynamique et mécanique

FRANC Biologie animale CPEM

SCHNELL T Botanique tropicale

STOLKOWSKI T Physiologie générale

ACHER T Chimie biologique

BAUDOIN T Biologie animale CPEM

BEAUMONT Biologie animale SPCN

BLAMONT Géophysique ionosphère

BOUREAU T Botanique

CURIE D. Physique MGP

DURAND DELGA T Géologie
HELLER T Physiologie végétale
TORTRAT T Calcul des probabilités
CAILLEUX T Géologie SPCN
MAGNAN T Physique électricité
DAUDEL T Mécanique ondulatoire
Mme CHOQUET-BRUHAT T Mécanique analytique et mécanique céleste
Mlle VEIL T Physiologie générale
LWOFF T Microbiologie
SIESTRUNCK T Mécanique physique et expérimentale
CABANNES T Mécanique théorique
CAIRE T Géographie physique et géologie dynamique
COMOLET T Mécanique des fluides
DELLOUE T Physique de l'exosphère
HOUILLON T Biologie animale
OLIVIER T Anthropologie
SAMUEL T Mathématiques (ENS Jeunes filles)
DE POSSEL T Analyse numérique
CHARLOT T Chimie analytique
CHATELET T Chimie CPEM
MATTLER T Physique SPCN
AUBOUIN T Géologie
Mme BENOIT-GUEUTAL T Physique nucléaire et radioactivité
BOUGIS Biologie végétale marine Villefranche sur mer
RIGAUDY T Chimie SPCN
COLLONGUES T Chimie appliquée
DUBERT Biochimie
NOZIERES T Physique fondamentale
CADIOT Chimie organique
IVANOFF T Océanographie physique
FRANCOIS Zoologie
TALBOT Génie chimique
Mme NOUGAREDE Botanique
BRUHAT T Mathématique MPC
FOURNET Electricité générale
DEHEUVELS T Mathématiques propédeutiques
FURON T Géologie SPCN
Mme GANS T Génétique
GENEVES Biologie végétale CPEM
HUPE T Pétrographie
HOLLANDE T Biologie générale
LIONS T Analyse numérique
MAITTE T Chimie organique
NICOLAS Géologie appliquée
PANIGEL Biologie générale
RAVIER T Pétrographie
MOREL F T Physiologie comparée
ROSEAU T Mécanique théorique des fluides
ROUBINE T Electronique E.S.E.
SILBER T Chimie CPEM
UEBERSFELD T Electronique
THIRY T Mécanique céleste
ABELES T Physique SPCN
AMAT T Thermodynamique
BALKANSKI Physique MPC. 1
LE CORRE T Electricité
NATAF T Physique nucléaire et radioactivité
ECHALIER Biologie animale CPEM
BARRAUD T Physique CPEM
DARS Géologie structurale et appliquée
CAMEFORT Botanique (agrégation)
VICHNIEWSKY T Mécanique industrielle
SIGWALT Chimie SPCN
BLAQUIERE Automatique
BARUCH Physique propédeutique
ARNOUS T Physique théorique
SLONINSKI Génétique
MALLIAVIN T Mathématiques propédeutique
GAUDEMAR Chimie propédeutique
BROUSSE T Mécanique théorique
ROSCH T Astronomie

GUY T Physique expérimentale
LAZARD T Mathématiques MPC
MOREL P. Physique MPC
ARSAC Programmation
LEFEBVRE T Chimie MPC
BOK Physique fondamentale
CHAPEVILLE Biochimie
BENOIT Physique CPEM
RIO Chimie CPEM
JAUZEIN Géologie ENS
PREVOST G. Biologie cellulaire
FAVARD P. Biologie animale CPEM
Mme CHARNIAUX-COTTON Evolution des êtres organisés
Mlle FICINI Chimie CPEM
LEQUEUX Astronomie
COHEN TANNOUDJI Physique atomique
HERVE T Mathématiques
Mme PECKER-WIMEL T Astrophysique
TAVERNIER Physique PC
DURAND Michel Biologie animale SPCN
PASCAUD Physiologie
Mme PETIT Biologie animale CPEM
CAGNAC Electricité
FALK-VAIRANT Physique nucléaire
KRASNER T Mathématiques
BENZECRI T Statistiques
VINH MAU Physique MGP

DUQUESNES Physique CPEM
SCHUTZENBERGER T Programmation
TREMULLON Chimie MPC
FAYARD Chimie MPC
BUVET Chimie CPEM
AUTHIER Minéralogie et cristallographie
BONNEFILLE Electrotechnique
Mme PUISEUX DAO Biologie végétale
BERGER T Géométrie supérieure
Mlle LIBERMANN T Mathématiques
DEDONDER T Biologie cellulaire
DUFOUR T Electronique I.U.T
SCHAAL Chimie CPEM
BAUCHOT Anatomie comparée
LANCE B.V. CPEM
GIRAUD Botanique E.N.S.
HULIN Physique P.C.
VIGIER Génétique
GUERN Biologie végétale
SLODZIAN Physique CPEM
LACOMBE Logique mathématique
TAVLITZKI Biologie cellulaire
ARVIEU Physique CPEM
TAXI B.A. CPEM
COLLENOT B.A. CPEM
BASSELIER Chimie propédeutique
BADOUAL Electronique I.U.T.

Le Secrétaire Général,
R. POULLAIN

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION - Les interactions nucleon - nucleon	1
I - PRINCIPE DE LA MESURE	3
Les réactions parasites produites par les neutrons	4
1 - Les réactions des neutrons sur les détecteurs semiconducteurs	4
2 - Les réactions parasites sur les parois de l'enceinte	5
Les méthodes de discrimination de particules chargées	5
1 - Remarque sur la perte d'énergie des particules chargées dans la matière	6
2 - La méthode des écrans	6
3 - La méthode du temps de vol	7
4 - La méthode $\frac{dE}{dx}$ - E	9
II - LE TELESCOPE	11
LES RADIATEURS	11
LES DETECTEURS	11
MONTAGE ELECTRONIQUE	11
LES ESSAIS	13
1 - La résolution	13
2 - Angle solide du télescope	13
3 - Réactions parasites et bruit de fond	14
4 - La linéarité	15
5 - Pouvoir de discrimination proton deutéron	16
III - AMELIORATION DU TELESCOPE	19
Le compteur proportionnel	20
L'ensemble $\frac{\Delta E}{\Delta X}$. E	21
Le système de refroidissement des détecteurs	21
Montage électronique	22
Essais	23
IV - APPLICATION DU TELESCOPE A L'ETUDE DES PROTONS DE LA REACTION D (n,p) 2n à 13,9 MeV.	27
DISCUSSION et CONCLUSION	28
ANNEXE	31
BIBLIOGRAPHIE	37

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546604_0067

REMERCIEMENTS

Le travail présenté ici a été effectué au Centre d'Etudes Nucléaires de Bruyères le Châtel. Je tiens à remercier Monsieur LAURENT, Directeur du Centre, et mes supérieurs hiérarchiques du Service de Physique Expérimentale, qui m'ont autorisé à préparer cette thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur JEAN qui m'a constamment encouragé au cours de cette étude.

Je remercie également Monsieur le Professeur RIOU et Monsieur MAIGNAN pour les conseils qu'ils m'ont dispensés.

Les résultats qui sont exposés sont dûs à un travail d'équipe. Je tiens à remercier tous mes collègues, ingénieurs et techniciens pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je remercie Monsieur AMBROSINO pour les corrections qu'il a apportées à ce texte.

Enfin c'est grâce au personnel du Groupe d'Emulsions Nucléaires et à celui du Secrétariat du Service de Physique Expérimentale que la présentation matérielle de ce travail a pu être assurée.

TELESCOPE POUR L'ETUDE DES PARTICULES CHARGEES PRODUITES PAR DES NEUTRONS DE 14 MeV

APPLICATION A L'ETUDE DE LA REACTION D(n,p) 2n

INTRODUCTION

Les interactions nucleon - nucleon

Alors que nous savons provoquer de nombreuses réactions nucléaires et observer les produits de ces réactions la forme exacte de l'interaction nucléon-nucléon est encore inconnue. Ne pouvant la dériver d'un principe fondamental, nous mettons à l'épreuve quelques hypothèses simplificatrices, par exemple celle de l'indépendance de charge ou celle de la symétrie de charge.

L'hypothèse de la symétrie de charge consiste à admettre que les interactions nucléaires proton - proton et neutron - neutron sont égales dans le même état quantique du système. A faible énergie, le moment orbital du système est nul en raison de la courte portée des forces nucléaires. Le principe de PAULI impose alors que les deux particules identiques aient leurs spins opposés. L'état du système (l = o, S = o, J = o) est singulet. La symétrie de charge pose

$$^1_{(p,p)} = {}^1_{(n,n)}$$

L'hypothèse de l'indépendance de charge consiste à poser que les forces nucléaires ne dépendent pas de la charge des nucléons. Dans le même domaine des basses énergies elle se traduit par

$$^1_{(p,p)} = {}^1_{(n,n)} = {}^1_{(n,p)}$$

Avec cette dernière hypothèse, et puisque l'expérience montre que l'interaction dépend de l'orientation relative des spins, il n'existe que deux types de forces entre deux nucléons de l'état S c'est-à-dire de moment angulaire L = o), ce sont :

- La force "singulet" pour les interactions neutron-neutron proton-proton et neutron-proton de spins antiparallèles.

- La force "triplet" pour l'intéraction neutron-proton de spins parallèles.

L'étude de la diffusion à basse énergie a conduit primitivement à faire adopter cette hypothèse de l'indépendance de charge.

L'étude de noyaux miroirs tels que ^3H et ^3He et la comparaison de réactions miroirs telles que $^3He + n$ et $^3H + p$ confirment la symétrie de charge mais ne peuvent nous renseigner sur l'indépendance de charge.

Rappelons que les expériences à basse énergie ne permettent pas la détermination de la forme du potentiel d'intéraction. Leurs résultats peuvent être exprimés à l'aide de deux constantes caractérisant le potentiel : la longueur de diffusion a et la portée effective. Dans l'état singulet, l'indépendance de charge sera confirmée si

$$a_{nn} = a_{pp} = a_{np}$$

Après avoir déterminé les paramètres de différents potentiels utilisés pour décrire les interactions nucléaires, HELLER, SIGNELL et YODER [7] à partir des résultats de la diffusion proton-proton à basse énergie, ont calculé la longueur de diffusion a_{nn} en retranchant l'effet du potentiel coulombien sur a_{pp}. Avec onze types de potentiels différents ils obtiennent pour a_{nn} des valeurs comprises entre - 16,5 et - 19,0 f.

La valeur admise pour a_{np} est -23,7 f [8]. La théorie mésonique de l'interaction nucléaire permet le calcul du potentiel dans le cas de l'échange d'un meson. En tenant compte de la différence entre les paramètres des potentiels associés aux échanges de pions chargés et de pions neutres, HELLER, SIGNELL et YODER ont rapproché les valeurs de a_{nn} et de a_{np}. D'autres corrections (comme celles dues aux moments magnétiques des nucléons) contribuent également à réduire l'écart entre a_{nn} et a_{np}. Bien que les auteurs de l'article cité ci-dessus concluent à l'indépendance de charge, des écarts de l'ordre de quelques pour cent ne sont pas exclus. Il est donc intéressant de poursuivre des études conduisant à une meilleure détermination, même à basse énergie, des interactions entre nucléons et en particulier de l'intéraction neutron-neutron.

Les forces neutron-proton et proton-proton peuvent être déterminées à partir de mesures de diffusion. La force neutron-neutron ne peut être étudiée qu'indirectement à l'aide de réactions qui produisent deux neutrons dans l'état final.

L'étude de la réaction D (n,p) 2n présente l'avantage de ne comporter que des nucleons isolés dans l'état final. C'est l'expérience la plus simple pratiquement réalisable dont on peut, en principe, extraire l'interaction neutron-neutron. L'interprétation rigoureuse se heurte aux difficultés que présente le traitement mathématique du problème à trois corps.

De cette réaction nous avons déterminé le spectre en énergie des protons et nous présentons ici le travail technique et expérimental qui nous a permis de l'obtenir avec une bonne résolution.

CHAPITRE I

PRINCIPE DE LA MESURE

Dans une enceinte vide, un diffuseur mince contenant des noyaux de deutérium est placé perpendiculairement à un faisceau de neutrons de 14 MeV. Le diffuseur est vu sous un angle donné par un détecteur sensible aux particules chargées et à leur énergie.

La réaction D (n,p) 2n est nécessairement accompagnée par la diffusion élastique des neutrons sur le deutérium. Les deutérons de recul ont dans le système du laboratoire une énergie

$$Ed = \frac{8}{9} \; En \; \cos^2 \theta$$

avec $0 < \theta < 90°$

où En est l'énergie des neutrons incidents et θ l'angle de diffusion du deutéron.

Le détecteur enregistre aussi bien les deutérons de recul que les protons. Or l'énergie de liaison du deutéron étant relativement petite vis-à-vis de l'énergie incidente, les protons émis vers l'avant ont une énergie maximale voisine de celle des deutérons de recul détectés dans la même direction. Pour les séparer une bonne résolution est nécessaire. Un procédé de discrimination entre les particules différentes de même énergie est également utile.

Ces considérations préliminaires déterminent pratiquement le choix du détecteur. En effet une diode semi-conductrice au silicium, si elle est suffisamment profonde, donne avec les particules chargées des impulsions dont la charge est proportionnelle à l'énergie des particules et qui possède en outre une excellente résolution (100 keV par exemple). Son faible encombrement permet de réaliser un montage compact. Sa petite surface, en revanche, limite les dimensions transversales des diffuseurs.

Le détecteur semiconducteur qui a une efficacité égale à l'unité pour les particules chargées est placé dans le flux des neutrons et il est pratiquement impossible de le protéger par un absorbant. Or les neutrons produisent dans le silicium des réactions (n,p) et (n,α) enregistrées par le détecteur. Cet effet peut paraître secondaire. Il n'en est rien car l'épaisseur sensible de la diode est plus grande que celle du diffuseur deutéré d'une part et d'autre part les réactions internes sont enregistrées dans leur totalité et non dans un petit angle solide comme les protons.

Par une combinaison appropriée de détecteurs en coïncidence, nous pouvons éliminer une importante partie de ce "bruit de fond". Cette combinaison se prête également à la discrimination suivant la nature des particules incidentes.

Enfin tous les matériaux qui soutiennent le diffuseur peuvent également produire des réactions à particules chargées sous l'influence des neutrons et il est nécessaire de réduire autant que possible cet apport indésirable.

Dans les paragraphes suivants nous décrivons les réactions parasites des neutrons dans les détecteurs et le dispositif qui réduit leurs effets. Nous discutons ensuite du choix de la paroi de l'enceinte et nous déterminons enfin la méthode de discrimination la mieux adaptée à notre étude.

Les réactions parasites produites par les neutrons

1 - Les réactions des neutrons sur les détecteurs semiconducteurs :

Les détecteurs de faible volume étant peu sensibles aux rayonnement γ nous n'étudierons que les réactions induites par les neutrons.

Les détecteurs semiconducteurs au silicium contiennent 92 % de ^{28}Si. Les réactions produites par les neutrons sur le silicium sont principalement de deux types :

Les réactions $^{28}Si\ (n,p)\ ^{28}Al$ dont le bilan en énergie est négatif (Q = - 3,857 MeV) [16], ont une section efficace qui croit de 4,6 à 8 MeV et décroit ensuite pour atteindre environ 250 mb à 14 MeV [15].

Les réactions $^{28}Si\ (n,\alpha)\ ^{25}Mg$ dont le bilan en énergie est Q =-2,655 MeV [16] ont une section efficace du même type que celle de la réaction $^{28}Si\ (n,p)\ ^{28}Al$.

Le nombre de réactions parasites sur un détecteur seul est tel dans des conditions normales d'emploi (quelques milliers d'impulsions par seconde) que l'on doit mettre plusieurs détecteurs en coïncidence. En effet, supposons qu'un détecteur compte N_1 impulsions par seconde. Si nous le remplaçons par deux détecteurs d'épaisseur moitié ils compteront chacun $\frac{N_1}{2}$ impulsions par seconde et si nous ajoutons une coïncidence de durée 2τ le taux de comptage fortuit deviendra :

$$N = 2\tau \frac{N_1}{2} \cdot \frac{N_1}{2} = \frac{\tau N_1^2}{2}$$

au lieu de N_1

Exemple : $N_1 = 1000$

$2\tau = 10^{-7}$ s

$$N = \frac{1}{2} \tau N_1^2 = 2,5 \quad 10^{-2} \quad \text{cp/s}$$

Le taux de coïncidence fortuite est très faible. Mais il reste les "coïncidences vraies" provoquées par une particule qui laisse une impulsion suffisante dans le détecteur où elle est créee puis dans le second détecteur où elle peut encore être détectée si elle a une énergie suffisante.

Les protons et les particules alpha des réactions Si (n,p) Al et Si (n,α) Mg peuvent

donner de telles coïncidences. On peut arrêter les particules alpha qui ont une énergie inférieure à 11,4 MeV par un écran de 80 μ m d'aluminium ou de silicium (cet écran peut avantageusement être remplacé par un troisième détecteur qui recueille ainsi directement l'énergie perdue dans "l'écran" et en même temps reduit encore le taux de coïncidences fortuites. Les protons de la réaction Si (n,p) Al ont un parcours supérieur et ne sont pas arrêtés par l'écran. On peut cependant réduire considérablement leur importance en utilisant comme premier détecteur un détecteur de type $\Delta E/\Delta x$ très mince (environ 50 μ m). En effet d'une part le faible volume d'un tel détecteur réduit le nombre de réactions parasites qui y sont induites et d'autre part les protons produits à l'intérieur même du détecteur y laissent une énergie inférieure à celle perdue par des protons de même énergie qui le traversent. Un seuil en énergie peut dans ce cas séparer une bonne partie des protons parasites de ceux que l'on veut détecter (voir figures 3 et 4).

2 - Les réactions parasites sur les parois de l'enceinte

Il faut que toutes les parties de l'enceinte vues par l'ensemble des détecteurs (c'est-à-dire les zones d'où peuvent être émises des particules capables d'être détectées en coïncidence par la chaîne de détecteurs) produisent le moins possible de protons parasites. Il faut donc tapisser ces zones à l'aide d'un matériau ayant une faible section efficace (n,p). A ce point de vue parmi les matériaux courants nous pouvons choisir :

Matériau	σ (mb) [17]
C	15 à 20
Al	~ 60
Pt	~ 4
Au	~ 2
Pb	~ 1

Le carbone et le plomb présentent l'inconvénient d'adsorber facilement des impuretés. Grâce à une bonne collimation on peut réduire la surface des zones à protéger. Dans ce cas nous préférons à cause de sa pûreté employer l'or comme élément de protection. L'expérience a montré que les réactions parasites produites par les parois ainsi protégées étaient négligeables.

Les méthodes de discrimination de particules chargées

A basse énergie on peut identifier des particules chargées à l'aide de plusieurs procédés, à notre connaissance ceux que nous pourrions employer sont : la méthode des écrans, la méthode du temps de vol, et la méthode de l'ionisation spécifique DE/Dx - E.

1 - Remarque sur la perte d'énergie des particules chargées dans la matière

Lorsqu'une particule chargée traverse de la matière, elle est freinée. A partir de la formule de BETHE, WILLIAMSON et BOUHOT [12] en tenant compte des effets dus à la relativité et aux couches électroniques donnent la formule suivante :

$$\frac{dE}{d(\rho x)} = 0{,}307\ 15 \left(\frac{Zi}{\beta}\right)^2 \left(\frac{Z}{W}\right) \left\{ \log \left[\frac{1{,}022}{kZ \times 10^{-6}} \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \right] - \beta^2 - \frac{1}{Z} \sum_i C_i \right\}$$

où

x	est	une distance variable
Z_i		le nombre atomique de la particule incidente
β		v/c
v		la vitesse de la particule incidente
c		la vitesse de la lumière
Z		le nombre atomique de la cible
W		le poids atomique de la cible
k		le potentiel moyen d'ionisation
ρ		la densité de la cible
C_i		les facteurs de correction dus à l'effet de couche

En première approximation pour un ralentisseur donné, l'ionisation spécifique d'une particule $\frac{dE}{dx}$ est :

$$\frac{dE}{dx} = k\ Z_i^2\ \frac{M}{E}$$

où M et E sont respectivement la masse et l'énergie de la particule incidente et où k est un facteur de proportionnalité.

En traversant un écran donné, un proton et un deutéron de même énergie incidente perdront des énergies différentes. En tenant compte des calculs complets relatifs au domaine d'énergie où nous travaillons (3 à 14 MeV) nous avons

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{deutéron}} \simeq 1{,}73 \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{proton}}$$

La formule simplifiée nous montre également qu'en grossière approximation, le produit $E \frac{dE}{dx}$ ne dépend que de la nature de la particule et non de son énergie.

2 - La méthode des écrans

Cette méthode très simple consiste à enregistrer un spectre à l'aide d'un détecteur puis à enregistrer le même spectre en plaçant devant le détecteur un écran qui ralentit différemment selon leur nature les particules de même énergie. L'analyse du déplacement d'un pic permet de reconnaître en principe la nature de la particule correspondante à ce pic.

Cette méthode applicable dans le cas où l'on a des spectres présentant des pics isolés ne l'est guère dans le cas d'un spectre continu qui est précisément le nôtre.

3 - La méthode du temps de vol

Sans tenir compte de corrections relativistes, le temps de vol d'un neutron (ou d'un proton) est lié à son énergie et à la distance de vol par la relation suivante :

$$t_n = \tau L = \frac{72,3}{\sqrt{E}} L \qquad [18]$$

où t est le temps de vol en nanosecondes
τ est le temps de vol par mètre
L est la distance de vol en mètres
E est l'énergie en MeV

Dans un système où l'unité de masse est telle que

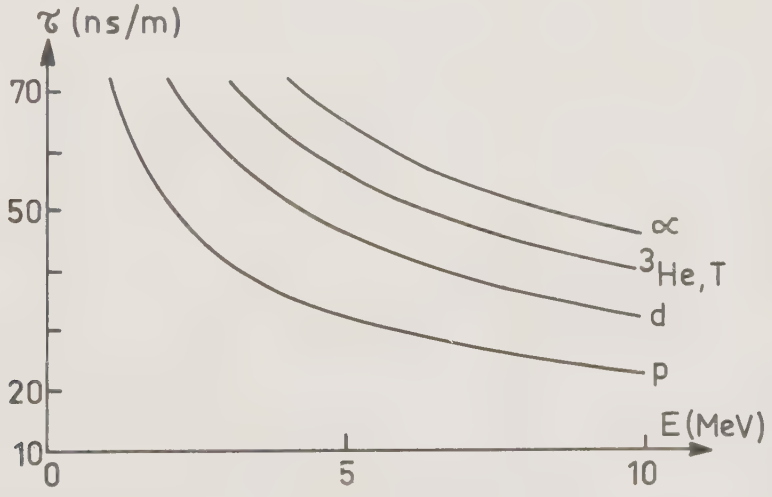
$$m_p \simeq m_n = 1$$

on peut étendre la relation entre temps de vol et énergie à des particules plus lourdes en l'écrivant :

$$t = \tau L = \frac{72,3 \sqrt{m}}{\sqrt{E}} L$$

où m est la masse de la particule.

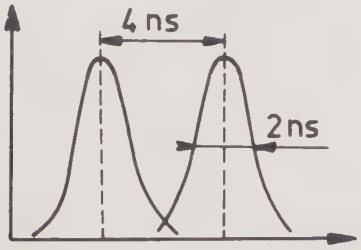
Si nous enregistrons simultanément à l'aide d'un ensemble biparamétrique d'une part l'énergie E de la particule et d'autre part son temps de vol t nous pourrons comme le montre la figure suivante discriminer les particules d'après leur masse.



Mais pour que cette séparation soit apparente, il faut que l'écart en temps de vol des particules à discriminer soit plus grand que la résolution en temps du système de détection et de conversion du temps en amplitude.

Ainsi le temps de vol par mètre d'un proton de 14 MeV est 19,5 ns et celui d'un deutéron de même énergie est 27,6 ns

Si nous disposons d'un appareil dont la résolution en temps est de 2 ns, pour séparer correctement deux pics il faut qu'ils soient écartés l'un de l'autre d'au moins 4 ns



Dans le cas de protons et deutérons de 14 MeV il faut une base de vol au moins égale à

$$\frac{100 \times 4}{27,6 - 19,5} \simeq 50 \text{ cm}$$

pour avoir un écart de 4 ns entre les temps de vol des protons et ceux des deutérons.

Les détecteurs semiconducteurs dont nous disposons ont une surface maximale de 2 cm^2, ceci nous donne avec une base de vol de 50 cm un angle solide de détection maximum de :

$$\Omega = \frac{S}{D^2} = \frac{2}{50^2} = 0,8 \quad 10^{-3} \text{ stéradian}$$

Cela posé, il nous reste encore à définir expérimentalement l'instant d'émission de la particule ou ce qui revient au même à un décalage près l'instant de départ du neutron.

L'emploi d'un convertisseur temps amplitude avec des neutrons de 14 MeV et un accélérateur non pulsé suppose l'utilisation de la méthode dite de la particule associée, c'est-à-dire que l'instant de production du neutron est déterminé par la détection de la particule alpha créee au même moment que lui dans la réaction T (d,n) ^{4}He. La particule chargée que l'on veut analyser est produite dans un radiateur mince à l'instant où y arrive le neutron qui provoque la réaction étudiée. On peut donc connaître l'instant de production de la particule chargée détectée.

L'emploi de cette méthode implique (pour éviter les erreurs de conversion) que le flux de neutrons soit relativement faible.

Dans le cas où l'on veut étudier les particules diffusées vers l'avant dans la direction d'incidence, il faut pour avoir un bruit de fond assez faible disposer plusieurs détecteurs mis en coïncidences comme nous l'avons montré précédemment (pages 4 et 5). En effet dans ce cas les neutrons directs reçus par les détecteurs sont toujours associés à une particule alpha. Par contre si les détecteurs sont en dehors du cône de neutrons associés aux particules alpha détectées, on peut réduire le nombre des détecteurs et ainsi abaisser le seuil de détection des particules chargées à étudier.

La méthode du temps de vol ne convient pas bien à l'étude que nous voulons entreprendre car elle limite trop le taux de comptage à cause d'une part de l'angle solide faible qu'elle permet et d'autre part de la limitation qu'elle impose au flux de neutrons.

Par contre cette méthode est très intéressante dans le cas où l'on veut discriminer des particules chargées non plus induites par des neutrons mais créees directement dans une réaction entre particules chargées soit en envoyant un faisceau pulsé sur une cible mince, soit en enregistrant la différence de temps de vol entre des particules créees en même temps dans la même réaction et émises dans des directions différentes.

4 - La méthode $\frac{dE}{dx}$ - E

Elle consiste à enregistrer simultanément l'énergie d'une particule et son ionisation spécifique.

Pour cela on place devant un détecteur dit de type E (c'est-à-dire capable d'arrêter la particule et de mesurer son énergie) un détecteur mince à faces parallèles sans zones mortes dit de type $\frac{\Delta E}{\Delta X}$. Ce détecteur d'épaisseur ΔX mesure la perte d'énergie ΔE d'une particule qui le traverse.

Si ΔE est petit devant E, ce qui est le cas pour des protons d'énergie supérieure à 8 ou 10 MeV, avec des détecteurs courants, on peut déterminer une expression de E et ΔE dont la valeur caractérise la nature de la particule.

En principe cette expression devrait se déduire d'une formule comme celle de WILLIAMSON et BOUJOT. Bien que cette expression soit complexe des approximations successives nous donnent d'utiles indications. Ainsi nous avons vu que l'expression $E.\frac{dE}{dx}$ est assez peu variable avec l'énergie et dépend essentiellement de la nature de la particule. Avec une approximation meilleure, on a cherché à construire par choix des paramètres k_1 et k_2 une expression du type

$$E.\frac{dE}{dx} + k_1 \frac{dE}{dx} + k_2 \left(\frac{dE}{dx}\right)^2$$

indépendante de l'énergie et caractérisant la particule.

Pratiquement, et en particulier dans notre cas, il arrive que l'énergie ΔE ne soit plus négligeable devant l'énergie totale E et les approximations précédentes perdent leur sens. Il nous a paru préférable d'employer un appareil qui trace la carte à deux dimensions (E, ΔE) pour les spectres que nous enregistrons. A chaque type de particule correspond une courbe moyenne autour de laquelle se placent les points expérimentaux (figure 8).

Nous avons vu (p. 4 et 5) qu'en présence de neutrons il nous fallait utiliser une chaîne de compteurs constituée d'un détecteur très mince, d'un détecteur (ou écran) assez épais pour arrêter des particules alpha de onze MeV (soit environ 80 μ m) et d'un détecteur de type E destiné à arrêter les particules à étudier. Le second détecteur peut très bien nous donner la valeur ΔE que nous cherchons.

Nous pouvons alors avoir un angle solide assez important (de l'ordre de $2\ 10^{-2}$ stéradian), une bonne séparation proton deutéron et cet ensemble nous permet de faire la mesure du spectre des particules émises à zéro degré. Un tel télescope est bien adapté à l'étude que nous voulons entreprendre, c'est cette méthode que nous allons employer.

CHAPITRE II

LE TELESCOPE

En tenant compte des remarques du chapitre précédent nous avons construit et essayé un télescope (figure 1) capable de mesurer le spectre des particules chargées de 4 à 14 MeV induites par des neutrons de 14 MeV dans un radiateur mince.

Dans une enceinte de forme cylindrique qui sera vidée d'air sont disposés perpendiculairement à l'axe le diffuseur (ou radiateur), deux détecteurs $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ (1et 2) et un détecteur E (3). Un dispositif permet de changer le radiateur sans rentrée d'air.

I - LES RADIATEURS

Le porte radiateur tournant est muni de quatre cibles sur support d'or. La première est un film de polyéthylène de 9,27 mg/cm^2. Elle sert au réglage et au contrôle du télescope. La seconde et la quatrième constituent les éléments à étudier (ici un dépôt de polyéthylène deutéré de 4,5 mg/cm^2). La troisième est un support d'or sans dépôt qui permet de déterminer le bruit de fond et les réactions parasites (en particulier la réaction ^{28}Si (n,p) ^{28}Al dans le premier détecteur).

II - LES DETECTEURS

Le télescope comporte trois détecteurs semiconducteurs ORTEC. Les deux premiers de type $\Delta E/\Delta X$ servent à identifier les particules produites dans le radiateur. Ils ont une épaisseur de 70 μm et 100 μm respectivement. Le troisième de type E à 1500 μm d'épaisseur, il a 2 cm^2 de surface mais est muni d'un diaphragme de 1,5 cm^2 pour éviter les effets de bords.

Le télescope placé dans une enceinte de polystyrène expansé est refroidi par deux cellules à effet PELTIER qui amenent les détecteurs à une température comprise entre 0° et - 10°C. Le bruit de fond s'en trouve très diminué et la résolution nettement améliorée.

III - MONTAGE ELECTRONIQUE (figure 2)

1 - Voies linéaires

Les impulsions de chaque détecteur sont envoyées par un préamplificateur ORTEC 103 ou 105 (choisi à cause de leur résolution et de leur faible bruit de fond) vers une chaîne transistorisée comportant une voie linéaire et une voie bipolaire.

Les impulsions linéaires des voies 1 et 2 sont additionnées et envoyées vers la voie X d'un analyseur biparamétrique intertechnique 4096 canaux. Les impulsions linéaires de la chaîne 3 et des chaînes 1 et 2 sont additionnées et envoyées vers la voie Y de l'analyseur. Nous obtenons ainsi d'une part l'énergie perdue par la particule incidente dans les détecteurs $\Delta E/\Delta X$ et d'autre part son énergie totale. Nous pouvons alors identifier les différentes particules venant du radiateur (figure 8).

Les spectres des réactions (n,α) et (n,p) provoquées par les neutrons dans les détecteurs présentent des pics caractéristiques et nous permettent de contrôler, à l'aide d'un analyseur auxiliaire, la stabilité de l'ensemble des chaînes linéaires. Nous n'avons pas noté de dérive appréciable lorsque la température ambiante reste comprise entre 20 et 24 °C.

2 - Circuits logiques

Les impulsions bipolaires de chaque voie sont envoyées par l'intermédiaire de circuits de déclenchement par "Cross Over" (ils donnent une bonne définition en temps de l'impulsion) vers un circuit de sélection des coïncidences qui permet d'éliminer les impulsions produites par les neutrons à l'intérieur de l'un quelconque des détecteurs. Les temps de résolution sont respectivement de 0,08 μs entre les voies 1 et 2 et 0,2 μs entre la voie 3 et la première coïncidence (à cause de la grande dynamique de la voie 3 et du temps de montée assez important de son détecteur). La coïncidence triple ouvre la porte de l'analyseur biparamétrique.

3 - Les moniteurs

Nous avons utilisé deux moniteurs. Le premier (une diode à jonction RCA placée dans l'enceinte à cible du générateur de neutrons) voit les particules alpha associées aux neutrons produits par la réaction T (d,n) ^{4}He. Il sert de moniteur pilote et il est contrôlé sur un oscilloscope.

Le second est un scintillateur plastique monté sur un photomultiplicateur 53 AVP. Un intégrateur associé à un tiroir réalisé par Monsieur GIMAT permet de contrôler le flux de neutrons et de le maintenir à une valeur sensiblement constante. Il bloque les échelles et l'analyse si le flux sort des limites fixées à l'avance. Les corrections de temps mort et de coïncidences fortuites peuvent ainsi être faites avec confiance.

4 - Sortie des résultats - Exploitation

Le contenu de la mémoire du bloc intertechnique BM96 est enregistré sur bande perforée par une perforatrice TALLY.

Ces bandes sont lues par un ordinateur et les résultats sont présentés sous la forme d'un tableau à deux dimensions reproduisant le spectre XY (32 x 128 canaux). On peut additionner le contenu de plusieurs bandes affecté d'un coefficient positif ou négatif choisi à l'avance ; par exemple pour soustraire le bruit de fond ou une réaction parasite.

IV - LES ESSAIS

Les essais du télescope ainsi réalisé ont porté sur sa résolution en énergie, sur sa linéarité, sur l'importance et la nature des réactions parasites et sur son pouvoir de discriminer les protons et les deuterons.

1 - La résolution

Pour faire ces essais nous avons utilisé des neutrons de 13,9 MeV produits par la réaction T (d,n) ^{4}He. Le télescope était placé à 120 mm de la cible et à 105° par rapport au faisceau de deuterons incidents (accelérés sous 120 KV). L'angle de 105° a été choisi car dans ce cas l'énergie des neutrons ne dépend pas de l'énergie des deuterons incidents. Le flux de neutrons a été maintenu à environ 4.10^7 neutrons par seconde pendant toute la durée des expériences.

La figure 3 nous montre le spectre des protons de recul obtenu dans ces conditions à partir d'un radiateur de polyéthylène de 2 cm^2 et 9,27 mg/cm^2.

Nous pouvons remarquer que le bruit de fond et les réactions parasites sont très faibles.

La résolution ainsi obtenue est de 3,1 % à 14 MeV alors que celle que l'on a avec des télescopes classiques à scintillateurs est de l'ordre de 5 à 6 % dans les mêmes conditions.

La courbe continue a été obtenue par le calcul en tenant compte de la géométrie source, radiateur, détecteur, de l'épaisseur du radiateur et de sa nature, de la dispersion en énergie des neutrons incidents, de la section efficace différentielle de production des protons et de la résolution de la chaîne électronique (voir annexe).

2 - Angle solide du télescope

Le premier détecteur a seulement une surface de 100 mm^2 alors que les autres ont 150 mm^2 et le radiateur 200 mm^2. Cette géométrie complexe rend difficile le calcul de l'angle solide moyen de détection du télescope. Nous l'avons déterminé expérimentalement à partir des résultats présentés figure 3, car cette valeur nous est nécessaire pour déterminer des sections efficaces différentielles absolues.

Détermination du flux de neutrons

Le moniteur alpha est une diode de 2 mm de diamètre placé à 121 mm de la cible productrice de neutrons et à 125° par rapport au faisceau incident.

Pour une tension d'accélération de 120 KV nous avons [23] :

$$\left| \frac{\text{Nombre de neutrons / stéradian à } 105^\circ}{\text{Nombre d'alphas / stéradian à } 125^\circ} \right|_{120\ \text{keV}} = 1,13$$

Avec le flux produit le temps mort de l'échelle alpha est 2 %.

En tenant compte du temps mort des échelles et de l'anisotropie nous avons :

$5,35\ 10^{10}$ neutrons / stéradian pour $10^7\ \alpha$

Ceci correspond à :

$3,77\ 10^8$ neutrons / cm^2 reçus par le radiateur pour 10^7 particules alpha comptées par le moniteur alpha.

Le flux au niveau du radiateur est environ 2.10^4 neutrons / $cm^2 s$.

Angle solide moyen

Nous pouvons donner une évaluation grossière de cet angle solide sachant que le détecteur E à 150 mm^2 de surface et qu'il est placé à 136 mm du radiateur :

$$\Delta\Omega \leq \frac{150}{(136)^2} = 8,1\ 10^{-3} \text{ stéradian}$$

Dans le cas du spectre de la figure 3 nous avons compté 8 100 protons de recul pour 15.10^7 particules alpha.

Le nombre d'atomes d'hydrogène contenu dans le radiateur est $2,64\ 10^{-3}$ n où n est le nombre d'Avogadro.

La section efficace différentielle de diffusion n p à 13,9 MeV et à 0° vaut 205 mb/stéradian.

Si :

N_p	est le nombre de protons détectés
N	le nombre d'atomes du radiateur
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	la section efficace différentielle de diffusion n p
Φ	le nombre de neutrons reçus par cm^2
$\Delta\Omega$	l'angle solide moyen du télescope

$$N_p = N \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \Phi$$

$$\Delta\Omega = \frac{N_p}{N \frac{d\sigma}{d\Omega} \Phi}$$

L'expérience nous donne :

$$\Delta\Omega \doteq 4,40\ 10^{-3} \text{ stéradian}$$

Cette valeur est compatible avec l'évaluation grossière ci-dessus.

3 - Réactions parasites et bruit de fond

La cible d'or nous a permis de tracer le spectre du "bruit de fond" qui est surtout dû à la réaction $^{28}Si\ (n,p)\ ^{28}Al$ dans le premier détecteur comme le montre la figure 4. La partie due aux coïncidences fortuites est très faible.

Remarque :

En remplaçant le premier détecteur mince par un plus épais on pourrait étudier la réaction $^{28}Si\ (n,p)\ ^{28}Al$. Dans ce cas le premier détecteur sert de radiateur mais son épaisseur ne limite pas la résolution.

4 - La linéarité

Pour mesurer la linéarité nous avons utilisé un radiateur de polyéthylène de 2 millimètres d'épaisseur (c'est-à-dire d'épaisseur supérieure au parcours des protons de recul). Les protons de recul créés en un point du radiateur sont ralentis et nous avons ainsi à la sortie du radiateur un spectre de protons de toutes les énergies comprises entre zéro et l'énergie des neutrons incidents.

Le nombre de protons d'énergie comprise entre E et E + ΔE est proportionnel au nombre d'atomes compris dans l'épaisseur de radiateur correspondant à cette énergie.

$$N_p = K \left(\frac{\Delta P}{\Delta E} \right)_E$$

où

N_p est le nombre de protons d'énergie comprise entre E et E + Δ E

P est le parcours dans le polyéthylène d'un proton d'énergie E.

Grâce aux calculs de WILLIAMSON et BOUJOT [12] nous avons pu tracer la courbe $N_p = f(E)$ (figure 5 courbe continue).

Le spectre obtenu expérimentalement (figure 5) comparé au spectre calculé nous a permis de tracer la linéarité différentielle du télescope et de son électronique (figure 6).

Nous voyons que tous les canaux du sélecteur n'ont pas la même largeur, ce qui se traduit par les irrégularités de la courbe de linéarité différentielle, irrégularités bien supérieures aux erreurs statistiques.

Pour étalonner la voie E en énergie nous avons utilisé la linéarité différentielle, les pics de la réaction ^{28}Si (n,p) ^{28}Al et les protons de reculs.

Remarque :

Le spectre peut être fortement déformé par la présence de neutrons diffusés comme le montrent les calculs suivants :

soit : f (En) le spectre des neutrons

soit : g (En) le spectre de protons de recul obtenu avec un radiateur mince, c'est-à-dire σ (En). f (En).

Avec un radiateur épais (e $\geq$ P maximum) nous avons :

$$\left(\frac{dN_p}{dE_p} \right)_{E_p} = \left(\frac{dP}{dE_p} \right)_{E_p} \int_{E_m}^{E_p} \sigma (E_n)\, f (E_n)\, dE_n$$

où

E_m est l'énergie maximum des protons de recul

E_n est l'énergie des neutrons

E_p est l'énergie des protons considérés.

a) Spectre de neutrons monoénergétiques

Nous retrouvons le résultat précédent en posant :

$$\int_{E_m}^{E_p} g(En)\ d\,En = C = \text{constante}$$

$$\frac{dN_p}{dE_p} = C \left(\frac{dP}{dE_p} \right)_{E_p} = C \quad (a\,E_p + b)$$

car comme nous pouvons le voir sur la figure 5 on peut assimiler ce spectre à une droite de la forme $A\,E_p + B$ tout au moins en première approximation.

b) Souvent le spectre des neutrons diffusés est moins peuplé vers les basses énergies mais la section efficace $\sigma(E)$ augmente lorsque E diminue. Pratiquement il est commode de traiter le cas où $\sigma(E)\,f(E) = \text{constante} = K$

$$\frac{dN_p}{dE_p} = \left(\frac{dN}{dE_p} \right)_{Ep} \int_{E_m}^{E_p} K\ dE$$

$$= \left(\frac{dP}{dE_p} \right)_{E_p} K\ (E_m - E_p)$$

comme :

$$\frac{dP}{dE_p} \quad \text{est de la forme } A\,E_p + B$$

$$\frac{dN}{dE_p} = K\ (E_m - E_p)\ (A\,E_p + B)$$

qui est une parabole à concavité tournée vers la bas.

c) Spectre de neutron formé d'un pic monoénergétique et d'un fond plat

$$\frac{dN_p}{dE_p} = C\ (a\,E_p + B) + K \left[-A\,E_p^2 + (AE_m - B)\,E_p + E_m B \right]$$

Pour $E_p = 0$ $\quad \frac{dN_p}{dE_p} = C\,b + K\,E_m B$

Pour $E_p = E_m$ $\quad \frac{dN_p}{dE_p} = C\ (aE_p + b)$

Nous avons en effet obtenu une telle courbe (figure 20) dans le cas où 60 pour cent des neutrons sont diffusés.

5 - Pouvoir de discrimination proton deutéron

A l'aide d'une cible de polyéthylène contenant du deutérium et de l'hydrogène nous produisons des protons et des deutons que nous analysons. Les figures 9 - 10 et 11 montrent la séparation proton deuton dans la zone comprise entre 10 et 14 MeV qui est la zone

où cette discrimination est la plus difficile. La courbe 8 donne la répartition des protons et deutons dans le plan ΔE - E.

Cette répartition est obtenue à partir des courbes parcours énergie tracées d'après les calculs de WILLIAMSON et BOUJOT [12] (figure 7). Nous voyons que cette séparation est bonne. Les courbes continues sont des ajustements sur des branches de gaussienne qui peuvent être obtenues soit par le calcul soit par une méthode graphique qui permet grâce à une échelle fonctionnelle de représenter une gaussienne par deux demi-droites.

CHAPITRE III

AMELIORATION DU TELESCOPE

Le télescope ainsi réalisé fonctionne correctement et peut servir à l'étude des protons de la réaction D (n,p) 2n. Il présente toutefois quelques inconvénients que l'on peut essayer de réduire.

Les protons de la réaction D (n,p) 2n lorsque les neutrons ont une énergie cinétique de 14 MeV doivent présenter une structure particulière autour de 5,4 MeV ce qui correspond à l'énergie du proton quand il part vers l'avant accompagné d'un neutron. Le seuil du télescope est de 4,7 MeV ce qui est un peu élevé pour étudier ce phénomène.

La présence dans le spectre des protons étudiés de ceux de la réaction ^{28}Si (n,p) ^{28}Al même si elle est peut importante demande pour une mesure précise dans le cas où les sections efficaces étudiées sont de l'ordre de grandeur de quelques millibarns par stéradian une mesure et une soustraction du fond et des réactions parasites, ce qui augmente de façon importante la durée de l'expérience.

La disposition géométrique des détecteurs permet à une particule venant du radiateur de traverser les 2 premiers détecteurs sans toucher le troisième. Ceci peut amener des coïncidences que nous appellerons "vraies - fortuites" et qui se traduiront par la présence de tâches supplémentaires en certains points du spectre ΔE - E.

Pour avoir un premier détecteur très mince il faut réduire sa surface et par là réduire l'angle solide de détection. Cela peut augmenter dans des limites importantes la durée des expériences.

Au point de vue électronique la présence de deux détecteurs $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ en parallèle pour former la voie ΔE réduit la résolution de celle-ci à cause de la plus grande capacité d'entrée des préamplificateurs et des irrégularités des détecteurs qui peuvent s'ajouter.

On peut réduire ou éliminer ces inconvénients en remplaçant le premier détecteur $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ par un compteur proportionnel convenablement choisi et en regroupant les deux autres détecteurs.

Ceci nous a conduit à réaliser le télescope de la figure 12. Il se compose d'un porte radiateurs, d'un compteur proportionnel et d'un sensemble $\frac{\Delta E}{\Delta X}$. E refroidi.

Le porte radiateurs

C'est le même radiateur tournant en alliage léger que le précédent. Il peut porter quatre cibles de 2 cm^2 sur fond d'or.

Le compteur proportionnel

Nous devons avoir un compteur proportionnel qui soit très stable dans le temps, qui produise très peu de réactions parasites (protons et deutons en particulier) et qui ait une réponse en temps assez courte pour permettre l'emploi de coïncidences semi-rapides.

Un compteur axial à CO_2 pur (comme celui utilisé par KUO [20] présente ces avantages .

Le gaz carbonique est peu sensible aux traces d'impuretés, ceci nous permet avec une circulation réduite du gaz, un usage prolongé sans changement de caractéristiques.

Le carbone et l'oxygène ont des seuils élevés pour la production de particules chargées induites par des neutrons [16] :

Réaction		Q (keV)
^{12}C	(n,p)	- 12 586
	(n,d)	- 13 731
	(n,T)	- 18 929
	(n,^{3}He)	- 19 466
	(n,^{4}He)	- 5 704
^{16}O	(n,p)	- 9 626
	(n,d	- 9 901
	(n,T)	- 14 477
	(n,^{3}He)	- 14 615
	(n,^{4}He)	- 2 214

Le fil du compteur étant placé suivant son axe nous pouvons avoir des temps de collection assez courts (quelques dixièmes de microseconde) malgré une tension de polarisation faible, car les parcours des électrons sont toujours réduits (dans le cas présent ils sont toujours inférieurs à sept millimètres). Dans ces conditions le bruit de fond est peu important.

Nous avons réalisé un compteur tubulaire de 120 mm de longueur et 20 mm de diamètre. Le fil de molybdène placé dans l'axe a 8/100 de millimètre de diamètre et 75 mm de longueur. Il est supporté par deux tubes de un millimètre de diamètre. On réalise ainsi une bonne définition de la zone sensible du compteur. La résolution de celui-ci nous permettra de séparer facilement le bruit de fond des impulsions utiles (figure 18).

La face intérieure est garnie d'une feuille d'or (pour réduire les réactions parasites sur les parois) et de trois anneaux de plomb.

Le rôle de ces anneaux est d'éviter qu'une particule émise par le radiateur puisse être diffusée par les parois du compteur et être ensuite enregistrée par les autres détecteurs.

Ce phénomène est assez important, en l'absence des anneaux, à un pic monoénergétique s'ajoute une traînée sensiblement plate et de surface à peu près égale à celle du pic (figure 21).

Les conditions normales d'emploi du compteur utilisé pour réduire le taux de coïncidences fortuites et de réactions parasites sont :

pression	60 mm Hg
polarisation	+ 1200 V

L'ensemble $\frac{\Delta E}{\Delta X} \cdot E$

Un détecteur semiconducteur au silicium de type $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ de 150 mm^2 nous donne l'énergie perdue par les particules chargées à sa traversée.

Un détecteur de type E de 200 mm^2 et 1500 μm d'épaisseur arrête les particules. Il est diaphragmé par un diaphragme de 150 mm^2 pour éliminer les effets de bords.

Ces deux détecteurs sont montés (dans un bloc de cuivre refroidi) de façon telle que toutes les particules traversant le premier, touchent le second.

Le système de refroidissement des détecteurs

Les détecteurs sont montés dans un bloc de cuivre fixé (de façon réglable) sur une lame de cuivre supportée par un disque de téflon. L'ensemble peut tourner autour de l'axe du télescope sans changer la position des détecteurs (figure 12).

Le froid est amené de l'extérieur par le centre de la lame de cuivre. L'isolant est constitué par la bague de téflon et par le vide de l'enceinte. A cet effet une mince feuille de nickel sépare cette partie du télescope du compteur proportionnel. On évite ainsi les pertes de froid et surtout un givrage sur les détecteurs.

Nous avons utilisé deux sources de froid :

Cellules à effet PELTIER

Avec deux cellules à effet PELTIER de type CICE 18/9 dont la face chaude est maintenue à 17 °C par circulation d'eau nous arrivons, pour une température ambiante de 20 °C, à refroidir les détecteurs à - 12 °C.

Avec quatre cellules, dans les mêmes conditions on peut descendre à - 15 °C.

On peut facilement régler la température entre 0 et - 15 °C en modifiant la tension d'alimentation des cellules.

Ce système présente les inconvénients suivants :

- La liaison thermique entre les cellules et la barre de cuivre est assez difficile à réaliser et est fragile.

- Il faut réguler et contrôler le refroidissement des cellules par la circulation d'eau car un arrêt de cette circulation peut amener les détecteurs à une température assez élevée, ce qui risque de les détériorer.

- Les cellules et leur alimentation constituent une antenne qui capte bien les parasites électriques et augmente parfois le bruit de fond des détecteurs. On a alors l'effet inverse de celui souhaité.

Système à azote (figure 14)

Nous avons éliminé ces inconvénients en utilisant à la place des cellules à effet PELTIER, un radiateur en cuivre dans lequel nous faisons circuler un gaz froid à débit réglable.

Le fluide froid est obtenu en faisant bouillir l'azote liquide par un courant traversant une résistance plongée dans le liquide.

Le débit de gaz est réglé par la puissance dissipée dans cette résistance chauffante R.

Le gaz est envoyé par un tube de plastique calorifugé vers le radiateur thermique du télescope. Il s'échappe ensuite à l'air libre.

Un système de relais et de flotteur, permet de connaître le niveau d'azote dans la bouteille et protège la résistance.

Ce dispositif permet d'atteindre des températures réglables entre l'ambiante et - 70 °C environ. En travaillant à - 25 °C nous consommons environ un litre d'azote liquide à l'heure. L'azote liquide industriel fournit un gaz parfaitement sec et aucun givrage n'est à craindre même après une longue utilisation.

Le système de régulation de pression du compteur proportionnel (figure 13)

Le gaz carbonique est fourni par une bouteille munie d'un détenteur et d'une micro-fuite (MFI) destinés à donner un débit de gaz très faible et réglable pour assurer un balayage correct du compteur.

Un manomètre à mercure dont un des contacts est réglable en hauteur permet de maintenir une pression constante de la façon suivante :

Si la pression est trop élevée dans le compteur le contact du manomètre à mercure est ouvert et par l'intermédiaire d'un relais, ouvre une électrovanne (E.V) et permet à une pompe d'absorberl'excédant de gaz. Lorsque la pression est revenue à sa bonne valeur le contact est refermé et l'électrovanne se ferme. La microfuite MF2 permet un pompage lent et évite les variations brusques de pression. On peut ainsi réguler la pression du gaz dans le compteur proportionnel avec une précision de l'ordre du demi-millimètre de mercure. Avec ce système un balayage correct du compteur est obtenu pour une consommation de gaz carbonique d'environ deux litres par jour (à la pression atmosphérique).

Montage électronique (figure 15)

Dans son principe il diffère peu de celui utilisé précédemment avec le premier télescope (figure 2). Nous cherchons toujours à enregistrer d'une part l'énergie perdue par les particules à la traversée d'un détecteur $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ et d'autre part leur énergie totale.

Les impulsions de chaque détecteurs $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ ou E sont envoyées dans un préamplificateur ORTEC type 105 XL puis séparées suivant deux voies :

- la première est constituée d'une chaîne linéaire transistorisée et stabilisée comprenant un amplificateur, un stabilisateur associé à un sélecteur auxiliaire, un allongeur d'impulsions et un retard.

Les impulsions du détecteur $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ sont ainsi envoyées vers une entrée d'un analyseur biparamétrique.

Les impulsions du détecteur E après avoir été additionnées à celles du détecteur $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ sont envoyées vers l'autre entrée.

- la seconde voie est constituée d'un amplificateur à mise en forme par ligne à retard et un tiroir qui sert de sélecteur à bande et de déclencheur par "Cross Over".

Ces impulsions logiques sont envoyées vers un sélecteur de coïncidence qui détermine une coïncidence entre d'une part les deux détecteurs semiconducteurs (avec une résolution de 0,1 µs) et d'autre part entre ceux ci et le compteur proportionnel (avec une résolution de 0,2 µs). La coïncidence triple obtenue ouvre la porte de l'analyseur biparamétrique.

Un système d'asservissement de flux de neutrons analogue à celui du chapitre précédent permet de travailler à flux constant.

Le fait de séparer avant les amplificateurs des voies linéaires et logiques permet une plus grande dynamique sur celles-ci et une meilleure définition du temps par une mise en forme et un gain plus approprié. On peut ainsi utiliser des mises en forme par câble pour les voies logiques et des mises en forme par RC pour les voies linéaires.

Les réactions parasites du type $^{28}Si\ (n,\alpha)\ ^{25}Mg$ (figure 17) sur les détecteurs permettent de régler et de stabiliser les voies linéaires qui leur sont associées.

Le contenu de la mémoire du BM 96 est enregistré sur bande perforée par une perforatrice TALLY et exploité ensuite par un ordinateur type CAE 510.

Les essais de ce télescope

Nous avons d'abord essayé le compteur proportionnel puis les essais de la nouvelle version du télescope ont porté sur sa résolution en énergie, sa linéarité et son pouvoir de séparation des protons et deutons.

1) Le compteur proportionnel

Nous avons déterminé la pression minimum (et la tension associée) qui nous permettait un fonctionnement stable et une séparation correcte du bruit de fond et des impulsions recueillies au passage des particules chargées émises par diffusion de neutrons de 14 MeV sur un radiateur de polyéthylène contenant de l'hydrogène et du deutérium. Ce compteur ne servant qu'à ouvrir une coïncidence il n'est pas nécessaire de séparer protons et deutons.

La figure 18 montre les résultats obtenus pour une pression de 60 mm de mercure et une tension de 1200 volts. Ce sont ces conditions que nous avons adoptées.

Avec une pression supérieure la séparation est meilleure mais le temps de collection est plus important.

2) La résolution (figures 21 et 22)

La résolution a été mesurée à l'aide des protons de recul produits par les neutrons de 13,9 MeV dans un radiateur de polyéthylène de 5/100 de millimètre d'épaisseur (ce qui correspond à 4,65 mg/cm^2).

La résolution obtenue à - 25 °C est voisine de 2,5 % pour des protons de 13,9 MeV. Cette résolution est légèrement meilleure que celle obtenue précédemment avec la première version du télescope mais malgré tout elle reste du même ordre de grandeur. La différence est due essentiellement à l'emploi d'un radiateur plus mince.

La figure 21 montre le fond obtenu lorsqu'on ne met pas les anneaux de plomb dans le compteur proportionnel.

La figure 22 montre la disparition de ce fond grâce aux anneaux de plomb.

Nous voyons que dans ce cas l'importance du bruit de fond et des réactions parasites est faible.

3) Pouvoir de séparation proton deutéron

Soient deux pics l'un proton, l'autre deuton qui se recoupent légèrement comme ceux de la figure 25. Si nous les séparons simplement au niveau de leur point commun une partie du pic deuton se trouve sous les protons et inversement. Appelons transparence aux protons du pic deuton la proportion de protons ainsi comptée sous les deutons et inversement. La transparence ainsi définie peut servir à déterminer le pouvoir de séparation du télescope.

Pour déterminer le pouvoir de séparation (où les transparences) nous avons enregistré le spectre des protons et deutons obtenu en bombardant par des neutrons de 13,9 MeV un radiateur de polyéthylène contenant de l'hydrogène ou du deutérium.

Nous avons tenu compte des particules de plus de 12 MeV car c'est la zone où la séparation est la plus difficile.

Nous avons fait les essais pour trois épaisseurs de détecteurs $\frac{\Delta E}{\Delta X}$, la première 72 μm (figure 25) correspond à la valeur minimum que l'on puisse employer pour arrêter les particules alpha qui vont du détecteur E vers le compteur proportionnel ; la seconde 181 μm (figure 26) correspond sensiblement à l'épaisseur que nous avions lors de l'essai du premier télescope, la troisième est 242 μm (figure 27).

Pour faciliter la comparaison les surfaces des pics protons et deutons ont été ramenées à la même valeur dans chaque cas.

Les courbes continues correspondent à des ajustements de branches de gaussiennes sur chaque côté des pics.

La forme des distributions d'énergie obtenue varie d'un détecteur à l'autre et ne correspond ni à une répartition statistique pure, ni à une distribution de LANDAU-SYMON. On ne peut expliquer cette forme par un effet de canalisation des ions dans le cristal car notre faisceau a une ouverture angulaire bien trop grande.

Nous pensons que ces formes peuvent s'expliquer si on admet que les faces des détecteurs ne sont ni parfaitement plates ni parfaitement parallèles. La résolution obtenue dépend

alors autant de la précision d'usinage du détecteur que de son épaisseur moyenne.

Nous avons les résultats suivants en ce qui concerne les transparences.

Epaisseur du détecteur	Seuil en énergie du télescope	Transparence	
		proton	deutéron
72 µm	3,2 MeV	10 °/oo	10 °/oo
181 µm	4,9 MeV	1,3 °/oo	4 °/oo
242 µm	5,7 MeV	0	0

Remarque : perte d'énergie dans le compteur proportionnel

Le compteur proportionnel absorbe une partie de l'énergie des particules et se comporte comme une zone morte d'un détecteur.

La longueur totale de gaz comprise entre le radiateur et la feuille de nickel est de 135 mm. La pression du gaz est de 60 mm de mercure. L'épaisseur de la feuille de nickel est de 6 µm soit :

5,3 mg/cm^2	de nickel
1,52 mg/cm^2	d'oxygène
0,57 mg/cm^2	de carbone

D'après les calculs de WILLIAMSON et BOUJOT [12] nous pouvons estimer les pertes d'énergie dans le compteur proportionnel et l'énergie restante après la traversée du compteur. Cette indication permet de corriger la courbe d'étalonnage en énergie du télescope.

La présence du compteur proportionnel a à peu près la même influence qu'une fenêtre de 30 µm de silicium.

La courbe 19 donne la perte d'énergie dans le compteur proportionnel.

Linéarité du télescope

A l'aide d'un générateur d'impulsion à amplitude continuellement et régulièrement variable nous avons tracé les linéarités différentielles et intégrales de la voie en énergie totale du télescope (somme des voies $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ et E) dans deux cas.

Le premier pour un $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ de 72 µm d'épaisseur entre la limite du bruit de fond et 15 MeV environ (figure 23), le second pour un détecteur $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ de 242 µm d'épaisseur entre le seuil du télescope (5,7 MeV) et 15 MeV environ (figure 24).

Les courbes ainsi obtenues sont corrigées de la perte d'énergie dans le compteur proportionnel et comparées aux courbes de linéarités obtenues à l'aide d'un radiateur de polyéthylène de deux millimètres d'épaisseur.

Le télescope ainsi défini et réalisé convient bien pour l'étude des protons de la réaction D (n,p) 2n et il peut aussi être utilisé pour l'étude d'autres réactions productrices de particules chargées.

CHAPITRE IV

APPLICATION DU TELESCOPE A L'ETUDE DES PROTONS DE LA REACTION D (n,p) 2n à 13,9 MeV.

Nous avons utilisé le télescope ainsi construit pour étudier le spectre des protons de la réaction D (n,p) 2n émis à 0°. C'est une application difficile car la diffuion élastique des neutrons sur le deutérium qui produit des deutons de recul a une section efficace importante devant celle du processus inélastique. Le grand pic de diffusion élastique est difficile à séparer du spectre des neutrons.

Les figures 28 et 29 montrent la cinématique de la réaction D (n,p) 2n pour des neutrons incidents de 13,9 MeV. La courbe A correspond aux protons de recul. L'énergie de ces protons est :

$$E_p = En \cos^2 \theta$$

La courbe B correspond aux deutons de recul d'énergie.

$$Ed = \frac{8}{9} \; En \; \cos^2 \theta$$

La courbe C est celle des protons issus de la rupture des deuterons et qui dans le système du centre de masse sont opposés aux deux neutrons dans le cas où ils ont une vitesse relative nulle ($\begin{matrix} n \leftarrow \\ n \leftarrow \end{matrix} {}^{cm}_{x} \rightarrow p$). Ces protons ont l'énergie :

$$E'_p = \frac{E_n}{9} \left[\cos \theta + \sqrt{\frac{4\,E_n - 13{,}2}{E_n}} - \sin^2 \theta \right]^2$$

La courbe D correspond au cas où le proton et un neutron ont une vitesse relative nulle et sont opposés à l'autre neutron.

$$\begin{matrix} & & cm & \longrightarrow & n \\ (& n & \longleftarrow & x & \longrightarrow & p &) \end{matrix}$$

La figure 8 a donné l'énergie perdue à la traversée du détecteur $\frac{\Delta E}{\Delta X}$. Ces courbes sont obtenues à partir des calculs de WILLIAMSON et BOUJOT [12].

L'expérience est réalisée avec les neutrons produits par la réaction T (d,n) ^{4}He émis à 102°. Ces neutrons ont 13,9 MeV et leur énergie ne dépend pas de celle des deutons incidents accélérés ici sous 150 kV. Le dispositif expérimental est représenté schématiquement sur la figure 16. Le radiateur utilisé est du polyéthylène deutéré de 4,5 mg/cm^2 sur support d'or.

La figure 30 représente le spectre des particules chargées émises à 0° par le radiateur. Nous voyons la raie des protons de recul dus aux traces d'hydrogène contenu dans le radiateur (A) (3,28 % par rapport au nombre d'atomes de deutérium). La raie des deutérons de recul est (B) et (C) correspond au spectre des protons dus à la rupture.

L'importance de la raie de deutérons de recul explique la difficulté de la séparation des protons et des deutons.

La courbe continue a été obtenue à partir du calcul de la résolution du télescope (annexe).

La figure 31 montre le spectre à deux dimensions (E, ΔE) de la réaction D (n,p) 2n à 0° pour les neutrons de 13,9 MeV. Nous y voyons les deutérons de diffusion élastique (en haut à droite), les protons de recul (en bas à droite) et le spectre des protons de rupture (en bas à gauche).

Les figures 32 et 33 représentent le spectre des protons émis à 0°. La courbe en pointillé représente le spectre énergétique des protons en supposant nulles les intéractions dans l'état final entre toutes les particules (répartition statistique) [13]. Cette courbe a été ajustée aux résultats expérimentaux dans la zone de 8 à 10 MeV. Sur le spectre expérimental; nous voyons trois maxima.

A) Protons de recul dus aux traces d'ydrogène contenu dans le radiateur. La courbe continue est la courbe calculée (annexe).

B) Maximum que l'on peut attribuer à l'intéraction dans l'état final des deux neutrons [7] et [8]. Dans le cadre du mécanisme d'éclatement à trois corps l'existence de ce maximum aigu est difficilement explicable car le volume de phase associé à cet évènement doit être nul. Son existence manifeste la forte intéraction neutron neutron. La courbe continue donne la résolution calculée pour ce point (annexe).

C) Ce maximum peut-être attribué (7) à l'intéraction dans l'état final d'un neutron avec le proton dans le cas où ils partent tout les deux vers l'avant avec un moment relatif faible.

Les sections efficaces absolues sont déterminées par rapport à la section efficace de diffusion élastique des deutérons dont la valeur moyenne dans l'angle solide du télescope est prise égale à 120 mb/St (C.M.) à 0° et par rapport à la section efficace de diffusion des protons égale à 52 mb/St [11] dans les mêmes conditions.

DISCUSSION et CONCLUSION

Les perfectionnements de la technique des détecteurs au silicium nous ont permis de réaliser un télescope qui convient à notre étude.

Deux autres possibilités nous étaient offertes dans le choix du dispositif expérimental :

1) L'emploi de compteurs proportionnels

2) L'utilisation de scintillateurs minces associés à des photomultiplicateurs.

Nous avons indiqué dans le tableau suivant les caractéristiques relatives aux télescopes réalisés par L.G. KUO et autres [20] et par V.K. VOITOVESKY [6].

La première référence intéresse un télescope constitué de deux compteurs proportionnels (au CO_2) et d'un scintillateur de Cs I (Tl).

La seconde a trait à un ensemble de trois scintillateurs I Cs (Tl) dont les deux premiers sont utilisés comme détecteurs $\Delta E/\Delta X$.

Les figures 34 à 36 et 37 décrivent respectivement les appareils correspondants.

	Télescope		
	Compteur proportionnel [20]	Scintillateurs [21]	Nous
Seuil	Bas de l'ordre de 2 MeV	Moyen On peut l'estimer compris entre 5 et 7 MeV	Moyen Compris entre 3,2 et 5,7 MeV suivant le $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ employé
Largeur à mi hauteur du pic de deutéron de recul (en ΔE)	28 %	17 %	de 10 à 24 % suivant le $\frac{\Delta E}{\Delta X}$
Résolution du pic de proton de recul Avec une cible $(CD_2)_n$ de	5,8 % (840 keV) 3,27 mg/cm^2	5,5 % (770 keV) 4,3 mg/cm^2	2,7 % (370 keV) 4,5 mg/cm^2
Séparation protons-deutérons (Pour le même nombre de protons et deutérons)	Bonne 95 % de protons sont comptés avec 3 % de deutérons	Excellente $\simeq$ 100 %	Bonne à excellente 99 à 100 % suivant les $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ de 72 à 242 μm

La comparaison établie dans le tableau précédent montre l'amélioration que nous avons apportée aux caractéristiques de ce type de télescope. Elle est confirmée par la plus grande finesse que nous avons obtenue dans le tracé du spectre de la réaction D (n,p) 2n.

Nous avons résumé ici l'aspect technique de notre travail, en donnant également nos premiers résultats expérimentaux. Nous sommes dès à présent en mesure de réaliser un ensemble de spectres qui nous permettront une étude théorique du problème à trois nucléons.

Dans une analyse précédente [5] d'un spectre de protons émis à 0° une valeur de la longueur de diffusion $a_{nn} = 22 \pm 2$ f a été obtenue en faisant d'une part l'approximation de BORN et d'autre part en négligeant l'intéraction neutron proton dans l'état final.

Une autre analyse [6] utilisant une forme de la théorie de WATSON pour extraire la longueur de diffusion a donné :

$$a_{nn} = -23{,}6 \overset{+2}{-} 1{,}6 \; f$$

Cependant AARON et AMADO [21] ont montré que la théorie de WATSON donne des valeurs trop fortes pour a_{nn}.

Il est possible qu'avec une nouvelle approche théorique et une analyse du spectre complet on puisse déterminer a_{nn} sans ambiguité, mais pour cela il faut des résultats expérimentaux plus fins. Nous pensons comparer les nôtres aux valeurs théoriques obtenues à partir des travaux de KOEHLER et MANN [14] et de AARON et AMADO [21].

ANNEXE

CALCULS POUR L'ETUDE DES DISTRIBUTIONS D'ENERGIES DES PARTICULES ENREGISTREES A L'AIDE D'UN TELESCOPE

Le télescope à radiateur mince est utilisé pour certaines études de spectrométrie de particules chargées émises par l'action des neutrons sur les éléments légers.

Ce télescope est constitué par plusieurs détecteurs alignés derrière un radiateur mince. Sous l'effet du bombardement neutronique des particules chargées sont éjectées du radiateur et sont identifiées par les différents détecteurs qu'elles traversent.

On mesure l'énergie libérée par ionisation dans les détecteurs. L'étude présente a pour but d'établir la correspondance entre la distribution énergétique originelle de la particule émise et la distribution observée expérimentalement par les détecteurs.

Dans ce qui suit nous utiliserons les notations de la figure 38 qui représente schématiquement un tel télescope.

Etude analytique

V.K VOITOVESKY et d'autres [22] donnent la fonction de distribution en énergie $N(E)dE$ des particules enregistrées par un télescope à radiateur mince à bonne géométrie c'est-à-dire tel que $\theta < \frac{\pi}{4}$) dans le cas où de chaque point du radiateur on peut voir toute la surface du dernier détecteur.

Nous appellerons N_1 (E) dE la fonction de distribution correspondant au cas d'un radiateur infiniment mince et d'un faisceau de neutrons monoénergétiques.

N_2 (E) dE est la fonction de distribution en tenant compte de l'énergie des neutrons, fonction de leur angle d'émission ω par rapport au faisceau de deutons incidents si la source de neutron est la réaction T (d,n) ^{4}He. Pour des deutons de moins de 400 keV et ω voisin de 100° l'énergie des neutrons est de la forme

$$E_n = E_{n_o} \pm b\,\varphi \qquad \text{avec} \qquad \varphi = \omega - \omega_o$$

N_3 (E) dE est la fonction de distribution en tenant compte également de l'épaisseur du radiateur.

Introduisons les notations suivantes :

$$\alpha_o = \frac{R_o}{D_o}$$

$$\alpha_2 = \frac{R_2}{D_2}$$

$$\beta = \frac{D_o}{D_2}$$

$$Z = \frac{E_p}{E_n}$$

$$\chi(Z) = \frac{E_{n_o}}{b} \left(1 - \frac{E_p}{E_{n_o}} \frac{1}{Z} \right)$$

Dans le cas de la diffusion élastique de neutrons par l'hydrogène V.K. VOITOVETSKY et autres [22] trouvent les expressions suivantes :

$$N_3 \left(\frac{E}{E_{n_o}} \right) d \left(\frac{E}{E_{n_o}} \right) = \frac{1}{S\,(dE/dx)_E} d \left(\frac{E}{E_{n_o}} \right) \int_E^{E + S\,(dE/dx)_E} N_2(E')\, d(E')$$

où S est l'épaisseur du radiateur et $(dE/dx)_E$ la perte moyenne d'énergie par unité de longueur du radiateur.

avec

$$N_2 \left(\frac{E_p}{E_{n_o}} \right) d \left(\frac{E_p}{E_{n_o}} \right) = A'_2 \left\{ \int_{1-\alpha_2^2}^{1} \frac{dZ}{Z} \left[\int_0^{\pi} \sqrt{\left[\frac{\alpha_2 - (1-Z)^{1/2}}{1+\beta} \right]^2 - \left[\chi(Z) \right]^2} \right. \right.$$

pour $\chi(Z) < \dfrac{\alpha_2 - (1-Z)^{1/2}}{1+\beta}$

pour $\chi(Z) \geq \dfrac{\alpha_2 - (1-Z)^{1/2}}{1+\beta}$

$$+ \left| \int_{\frac{\alpha_2 + (1-Z)^{1/2}}{1+\beta}}^{\chi(Z)} \frac{\Psi}{\sqrt{\Psi^2 - [\chi(Z)]^2}} \arccos \frac{\Psi^2 (1+\beta^2) + (1-Z) - \alpha_2^2}{2\,\Psi\,(1+\beta)\,(1-Z)^{1/2}} d\Psi \right.$$

$$\left. \left. \left. + \int_{\frac{\alpha_2 - (1-Z)^{1/2}}{1+\beta}}^{\chi(Z)} d\Psi \right| \right] \right\}$$

pour $\chi(Z) < \dfrac{\alpha_2 - (1-Z)^{1/2}}{1+\beta}$

pour $\chi(Z) \geq \dfrac{\alpha_2 - (1-Z)^{1/2}}{1+\beta}$

pour $\chi(Z) \geq \dfrac{(1-Z)^{1/2} + \alpha^2}{1+\beta}$

$$+\int_{1-[\alpha_1(1+\beta)-\alpha_2]^2}^{1-\alpha^2} \frac{dZ}{Z} \times \left| \begin{array}{ll} \displaystyle\int_{\frac{(1-Z)^{1/2}-\alpha_2}{1+\beta}}^{\frac{(1-Z)^{1/2}+\alpha^2}{1+\beta}} \frac{\Psi}{\sqrt{\Psi^2-[\chi(Z)]^2}} \arccos \frac{\Psi^2(1+\beta)^2+(1-Z)-\alpha^2}{2\Psi(1+\beta)(1-Z)^{1/2}}\, d\Psi & \\ \frac{(1-Z)^{1/2}-\alpha_2}{1+\beta} & \text{pour } \chi(Z) < \frac{(1-Z)^{1/2}-\alpha_2}{1+\beta} \\ \chi(Z) & \text{pour } \chi(Z) \geq \frac{(1-Z)^{1/2}-\alpha_2}{1+\beta} \\ 0 \quad 0 & \text{pour } \chi(Z) \geq \frac{(1-Z)^{1/2}+\alpha_2}{1+\beta} \end{array} \right.$$

$$+\int_{1-[\alpha_1(1+\beta)+\alpha_2]^2}^{1-[\alpha_1(1+\beta)-\alpha_2]^2} \frac{dZ}{Z} \left| \begin{array}{ll} \displaystyle\int_{\frac{(1-Z)^{1/2}-\alpha_2}{1+\beta}}^{\alpha_1} \frac{\Psi}{\sqrt{\Psi^2-[\chi(Z)]^2}} \arccos \frac{\Psi^2(1+\beta)^2+(1-Z)-\alpha_2^2}{2\Psi(1+\beta)(1-Z)^{1/2}}\, d\Psi & \\ \frac{(1-Z)^{1/2}-\alpha_2}{1+\beta} & \text{pour } \Psi(Z) < \frac{(1-Z)^{1/2}-\alpha_2}{1+\beta} \\ \chi(Z) & \text{pour } \chi(Z) \geq \frac{(1-Z)^{1/2}-\alpha_2}{1+\beta} \end{array} \right\} d\left(\frac{E_p}{E_{n_o}}\right)$$

Etude par Monte Carlo

Dans le cas où un détecteur intermédiaire masque une partie du dernier détecteur à certains points du radiateur un calcul tel que le précédent se complique sérieusement. Nous lui avons préféré un calcul du type Monte Carlo.

A) Principe du calcul

1) Choix du point d'impact du neutron.

Ce point d'impact I est choisi au hasard à l'intérieur du radiateur de rayon R_o et d'épaisseur e.

Dans ce qui suit nous appelons OZ l'axe du télescope, l'origine étant placée au centre de la face avant du radiateur).

2) Energie du neutron incident E_n.

Cette énergie dépend de l'angle d'incidence φ entre la droite SI qui joint la source au point d'impact et le plan vertical Y O Z. φ donné par $tg\ \varphi = \frac{\overline{o\ x}}{\overline{S\ o}}$ est pris avec son signe. La relation qui lie E_n et φ est donnée.

3) Trajectoire de la particule diffusée .

L'angle θ entre la direction incidente SI et la trajectoire de la particule diffusée est choisi en respectant une distribution angulaire donnée. Pour les protons de recul cette distribution est en cos θ. Pour les deutérons et protons de rupture elle est donnée sous forme de valeurs numériques.

4) Conditions pour que la particule diffusée soit détectée.

Il faut que cette particule passe à l'intérieur de deux diaphragmes circulaires centrés sur l'axe du télescope. C'est-à-dire que la trajectoire doit passer à l'intérieur d'un cercle de rayon R_1 situé à une distance D_1 de o et à l'intérieur d'un autre cercle de rayon R_2 placé à une distance D_2 de o.

5) Calcul de l'énergie de la particule diffusée.

a) Au point d'impact cette énergie est donnée par les relations cinématiques classiques. Ces relations sont données pour chaque type de particules à étudier.

b) A la sortie du radiateur :

La particule diffusée doit traverser la partie du radiateur située entre la cote z du point d'impact et la cote e de la face arrière du radiateur. La perte d'énergie correspondante est proportionnelle à l'épaisseur traversée (ceci est valable en première approximation pour un radiateur mince)

$$\Delta E = k \frac{e - z}{e}$$

Les coefficients de proportionnalités sont donnés pour chaque type de particule à étudier. On obtient la distribution recherchée en sommant les énergies calculées à la sortie du radiateur.

B) Données

1) Energie des neutrons incidents

$$E_n = 13,965 + 0,012\ \varphi$$

φ en degrés est pris avec son signe

E_n en MeV

2) Perte d'énergie des particules dans le radiateur

$$\Delta E = k \left(\frac{e - z}{e} \right)$$

E est l'énergie de la particule émise

k est un coefficient dépendant du type de particules et du radiateur

3) Dimensions géométriques

Distance source radiateur So - Do		119	mm
Rayon du radiateur	Ro	8	mm
Epaisseur du radiateur	e = 1	0,1	mm
Rayon du diaphragme	R_1	5,6	mm
Distance radiateur-diaphragme n° 1	D_1	46	mm
Rayon du second diaphragme	R_2	6,9	mm
Distance radiateur-diaphragme 2	D_2	136	mm

4) Diffusion élastique des protons

Section efficace différentielle $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_o \cos \theta$

Energie des protons $E_p = E_n \cos^2 \theta$

Valeur de k

Radiateur deutéré (4,5 mg/cm^2) k = 0,163 MeV

Radiateur hydrogéné (9,27 mg/cm^2 = 0,417 MeV

5) Diffusion élastique des deutérons

Section efficace différentielle $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_o \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta$ (11)

Energie des deutons de recul $E_d = \frac{8}{9} E_n \cos^2 \theta$

k = 0,312 MeV

6) Protons de la réaction D (n,p) 2n

Nous nous intéressons aux protons dont l'énergie est maximum.

$$E'_p = \frac{E}{9} \left[\cos \theta + \sqrt{\frac{4 E_n - 13,2}{E_n} - \sin^2 \theta} \right]^2$$

k = 0,196 MeV

Section efficace différentielle $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_o \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta$

à défaut de valeurs expérimentales nous avons pris des valeurs calculées [22 b].

C) Résultats

Nous voyons sur les figures 3, 30 et 32 que nous reproduisons bien à l'aide de ce calcul la forme des pics obtenus expérimentalement dans les cas étudiés, c'est-à-dire les protons de recul donnés par un radiateur de polyéthylène de 9,27 mg/cm^2, les protons et deutérons de recul produits dans un radiateur de polyéthylène deutéré de 4,5 mg/cm^2 contenant des traces d'hydrogène.

La largeur du pic de protons de recul (390 keV) se décompose de la façon suivante :

- 163 keV dus à l'épaisseur du radiateur
- 200 keV dus à la dispersion angulaire
- 300 keV dus à la résolution du détecteur et de l'électronique en présence de neutrons (largeur du pic fondamental de la réaction Si^{28} (n,α) Mg^{25}). La dispersion en énergie des neutrons étant de 120 keV.

Si nous faisons la moyenne quadratique nous avons :

$$\sqrt{163^2 + 200^2 + 300^2} = 400 \text{ keV}$$

Nous retrouvons sensiblement la résolution expérimentale qui est 390 keV.

Manuscrit reçu le 13 août 1968

BIBLIOGRAPHIE

[1] AMATI D.
Congrès de Paris (1964)

[2] RYAN J.W.
Phys. Rev. Letters (1964) 12-564

[3] AJDACIC V., CERINEO M., LALOVIC B., PAIC G.
SLAUS I., TOMAS P.
Phys. Rev. Letters (1965) 14 - 442

[4] SEAGRAVE J.D.
Phys. Rev. (1955) 97 - 757

[5] ILAKOVAC K., KUO L.G., PETRAVIC M., SLAUS I.
TOMAS P.
Phys. Rev. Letters (1961) 6 - 356
Phys. Rev. (1961) 124 - 1923
Nucl. Physics (1963) 43 - 254

[6] VOITOVETSKY V.K., KORSUNSKY I.L., PAZHIN Y.F.
Phys. Letters (1964) - 10 - 109
Nucl. Physics (1965) 69 - 513

[7] HELLER L., SIGNELL P., YODER NR.
Phys. Rev. Letters (1964) 13 - 577

[8] WILSON R.
The nucleon nucleon Interaction
(Interscience Publis hers Inc. New York 1963)

[9] DIDIER D., MOUILHAYRAT G., THOUVENIN P.
Journal de Physique (1965) 26 49 A

[10] GIMAT D.
Communication privée

[11] BNL 400
Seconde édition

[12] WILLIAMSON C., BOUJOT J.P.
Rapport CEA n° 2189

[13] CAO XUAN CHAN
Thèse Faculté de Bordeaux (1962)

[14] KOEHLER D.R., MANN R.A.
Phys. Rev. (1964) 135 IB B 91
Phys. Rev. (1965) 138 3B B 607

[15] BNL 325
Seconde Edition

[16] EVERLING F., KOENIG LA., MATTAUCH JME.
WAPSTRA AH.
Nuclear data tables part 1 (1960)

[17] CHATTERJEE A.
Nucleonics (1965) 23 n° 8 112

[18] RYBAKOV B.V., SIDOROV V.A.
Fast neutron spectroscopy 1960

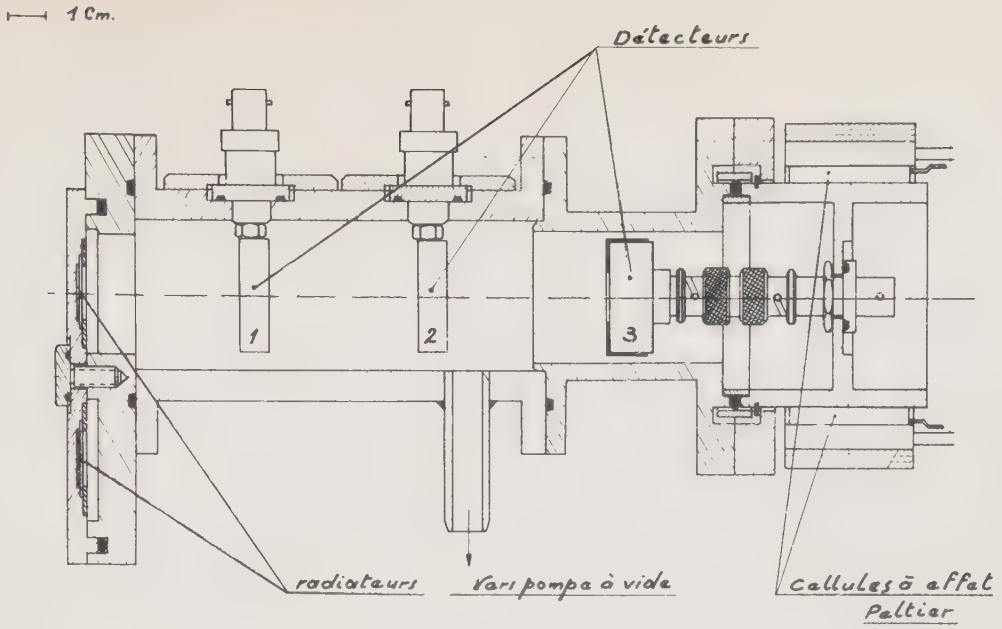
[19] TOVE P.A., FALK K.
Nucl. Inst. and Methods (1961) 12 278

[20] KUO L.G. et al
Nucl. Inst. and Methods (1961) 10 1

[21] AARON R., AMADO R.D.
Phys. Rev. (1966) 150 n° 3 857

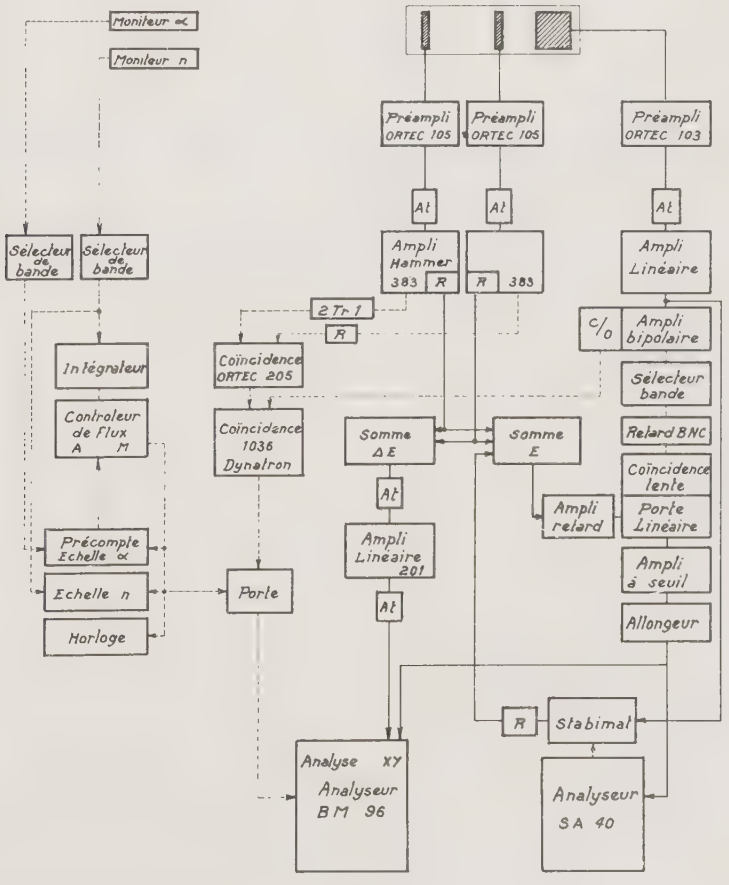
[22] VOITOVESKY V.K., KORSUNSKY I.L., PAZHIN Yu. F.
a) Nucl. Inst. and Methods 33 (1965) 245
b) Nucl. Phys. 69 (1965) 531

[23] SEAGRAVE J.D.
LAMS 2162 (1958)



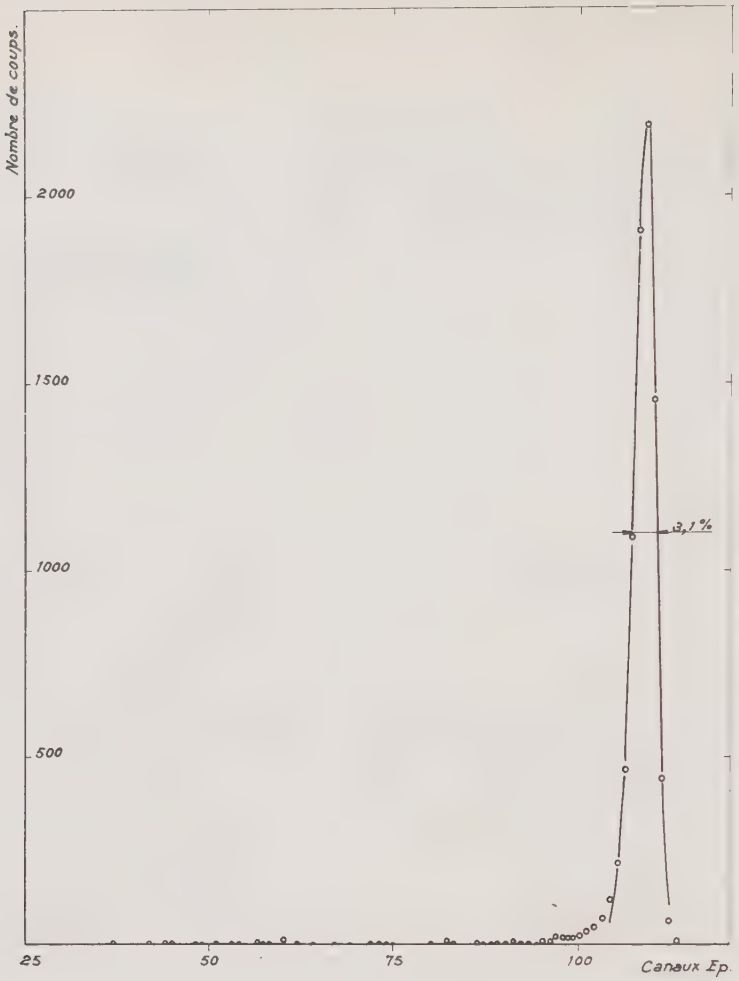
- Figure 1 -

Le télescope à trois détecteurs semiconducteurs (1,2,3). Le porte radiateurs tournant est muni de quatre cibles sur support d'or. L'ensemble placé dans une enceinte isolante est refroidi par deux cellules à effet PELTIER.



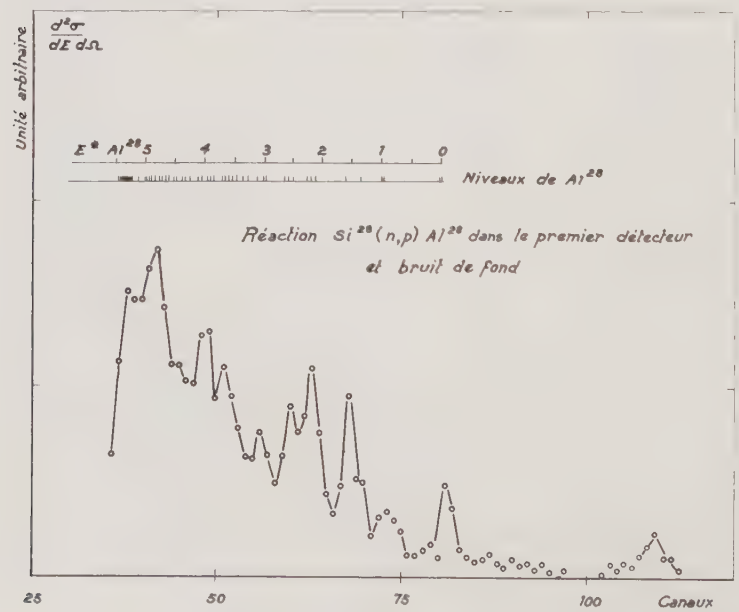
- Figure 2 -

Schéma du montage électronique associé au télescope à trois détecteurs semiconducteurs.



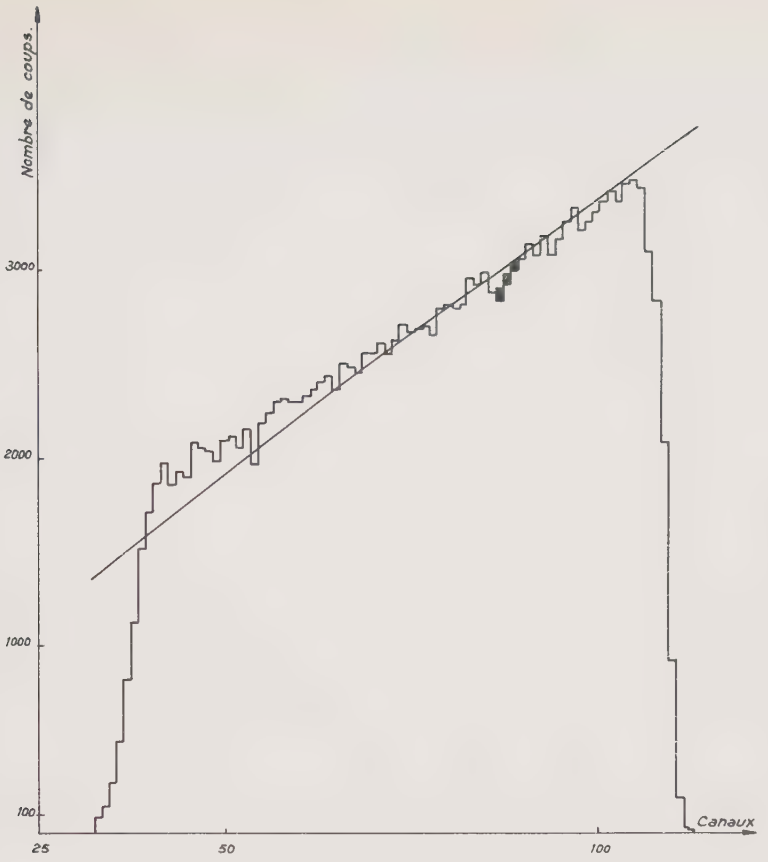
- Figure 3 -

Spectre des protons de recul produits à 0° par des neutrons de 13,9 MeV dans un radiateur de polyéthylène de 9,27 mg/cm^2. La courbe continue a été obtenue par le calcul (annexe)



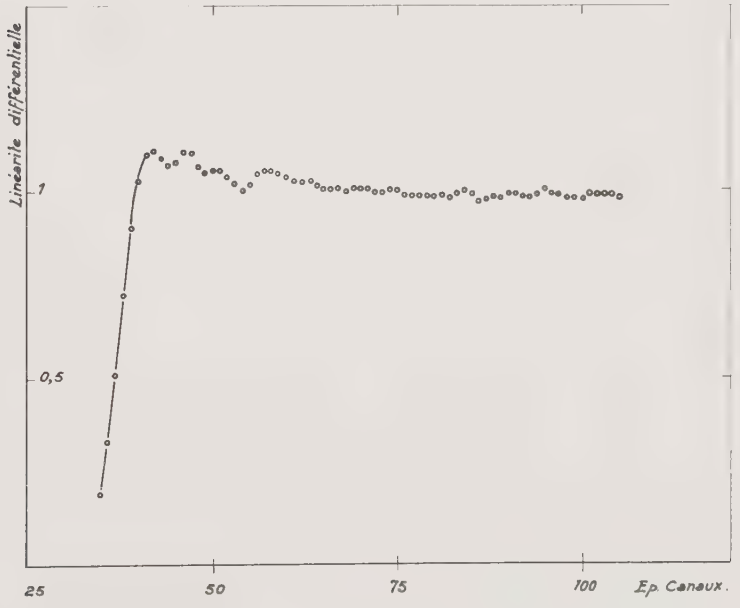
- Figure 4 -

Réaction Si^{28} (n,p) Al^{28} dans le premier détecteur et bruit de fond



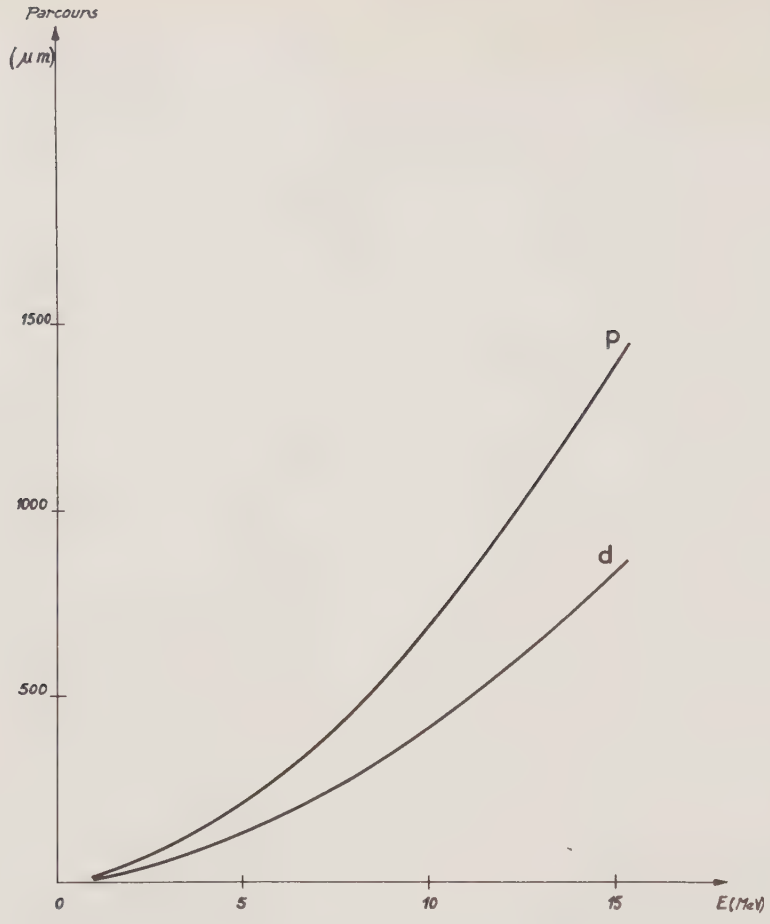
- Figure 5 -

Spectre des protons de recul produits à 0° par des neutrons de 13,9 MeV dans un radiateur de polyéthylène de 2 mm d'épaisseur. La courbe continue est calculée (voir p. 15)



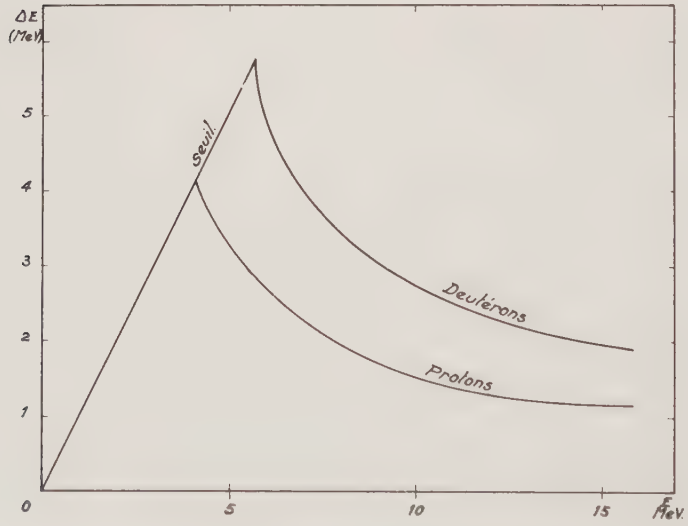
- Figure 6 -

Linéarité différentielle du télescope obtenue à partie des résultats de la figure 5. Noter les irrégularités de largeur des canaux du convertisseur.



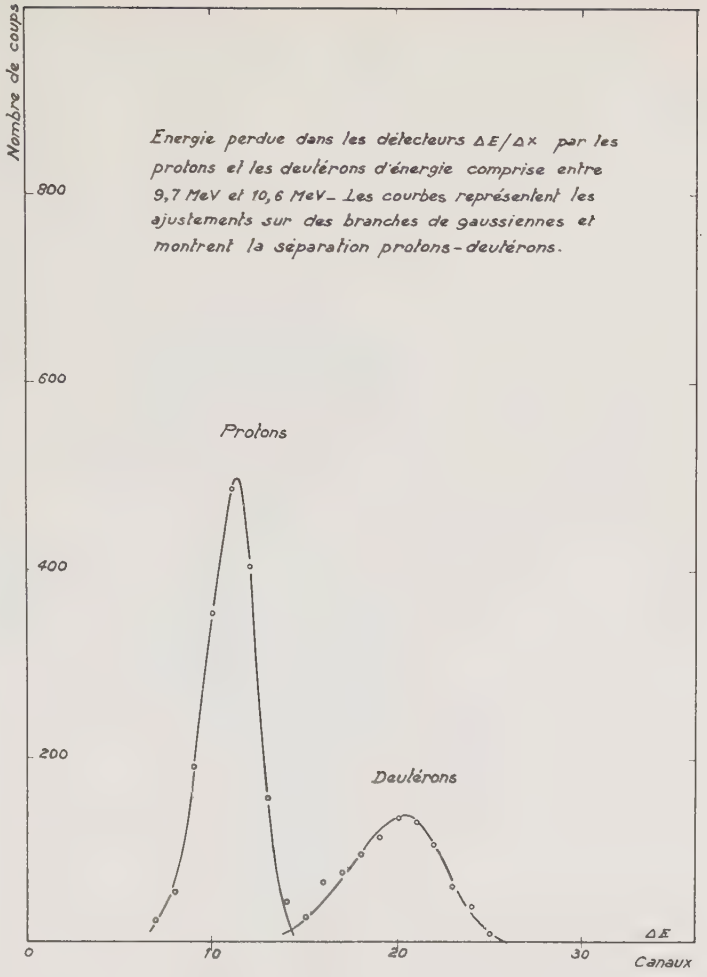
- Figure 7 -

Courbes parcours énergie des protons et des deutérons dans le silicium



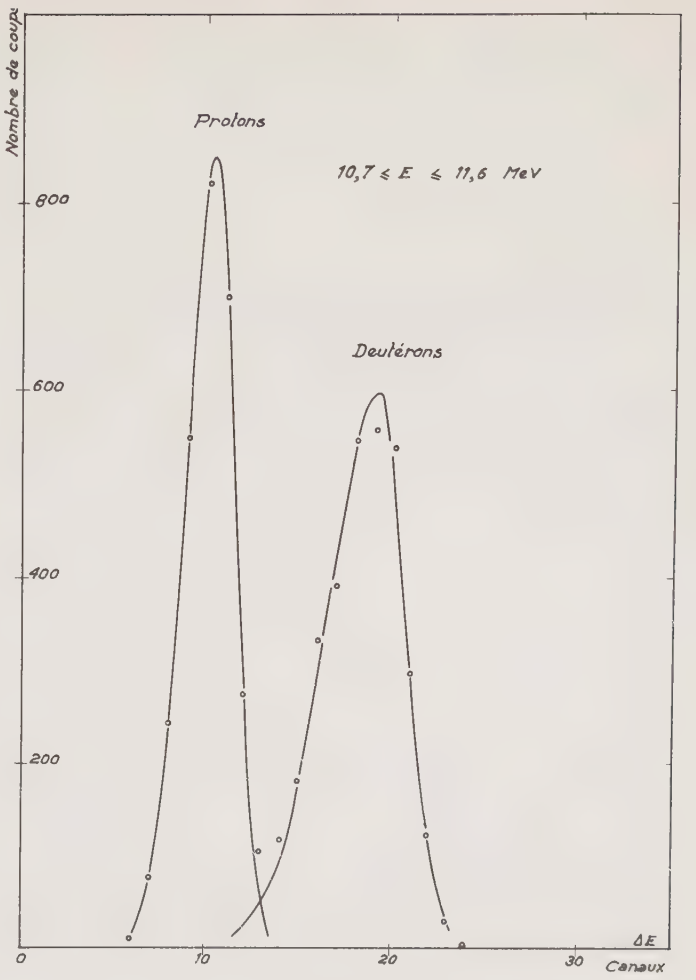
- Figure 8 -

Perte d'énergie de protons et deutons dans 170 µm de silicium



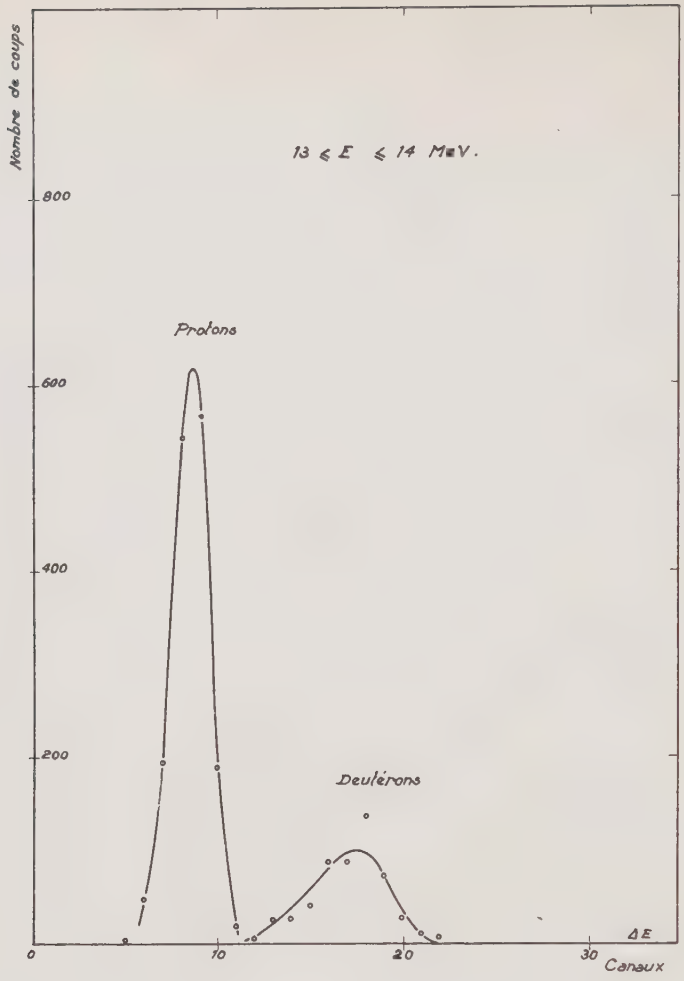
- Figure 9 -

Energie perdue dans les détecteurs ΔE/ΔX par des protons et deutons d'énergie comprise entre 9,7 et 10,6 MeV. Les courbes représentent les ajustements sur des branches de gaussiennes et montrent la séparation protons-deutons.



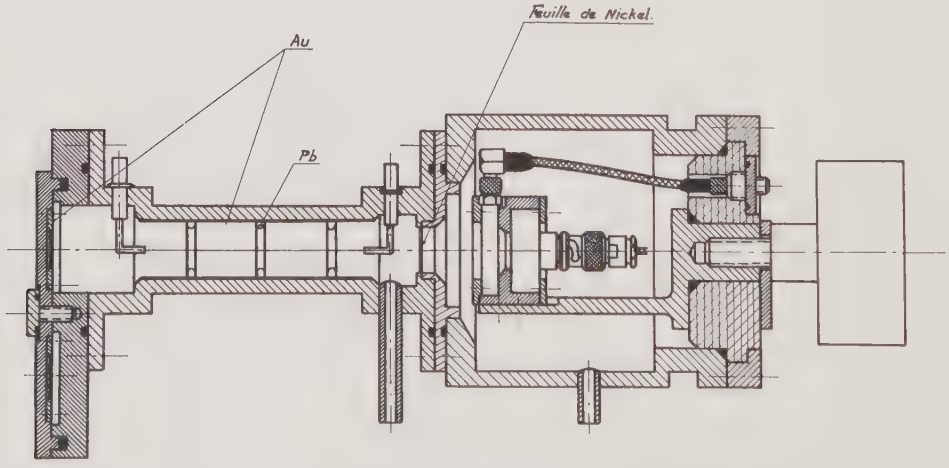
- Figure 10 -

Energie perdue dans les détecteurs ΔE/ΔX par des protons et deutons d'énergie comprise entre 10,7 et 11,6 MeV.



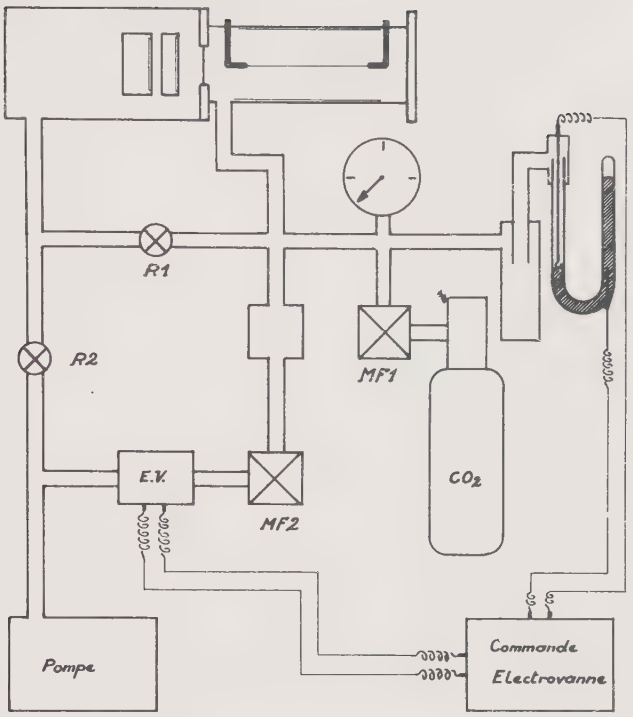
- Figure 11 -

Energie perdue dans les détecteurs $\Delta E/\Delta X$ par des protons et deutons d'énergie comprise entre 13 et 14 MeV.



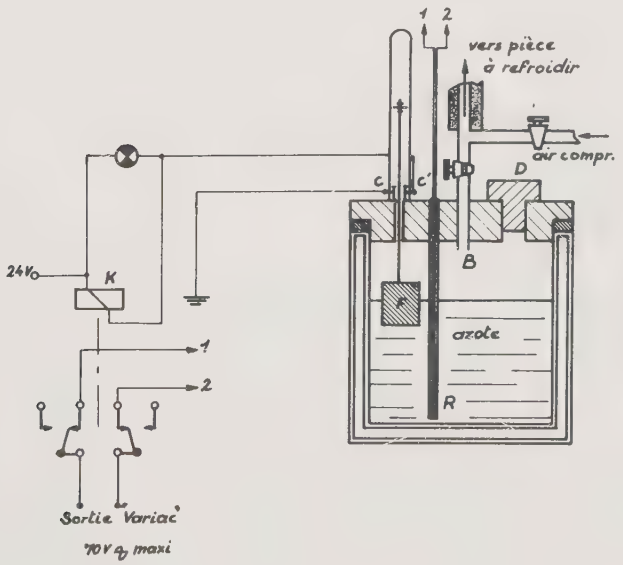
- Figure 12 -

Coupe du télescope qui comprend : un porte radiateur tournant muni de quatre radiateurs sur support d'or, un compteur proportionnel à CO_2 pur et un ensemble $\Delta E/\Delta X$ - E refroidi.



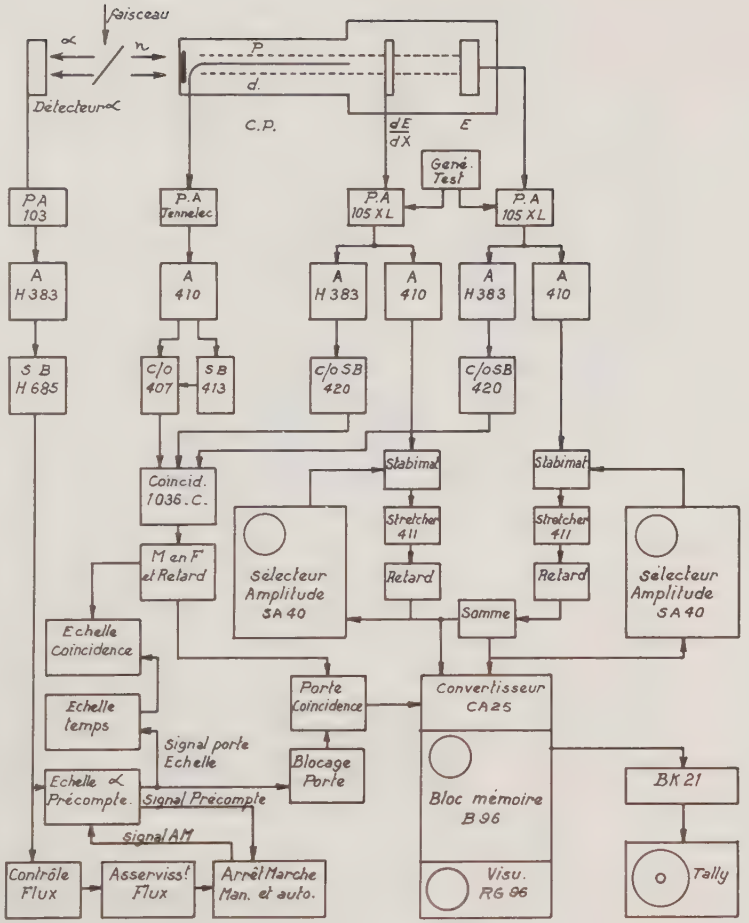
- Figure 13 -

Ensemble de régulation de la pression du compteur proportionnel



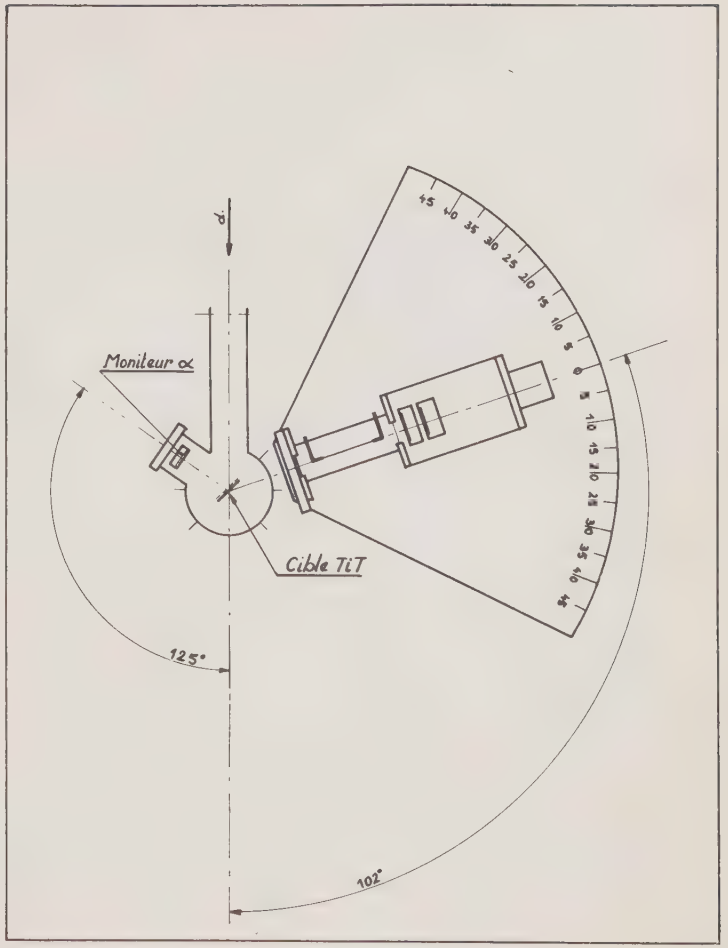
- Figure 14 -

Système de production d'azote gazeux froid destiné à refroidir des détecteurs semiconducteurs jusqu'à - 70 °C.



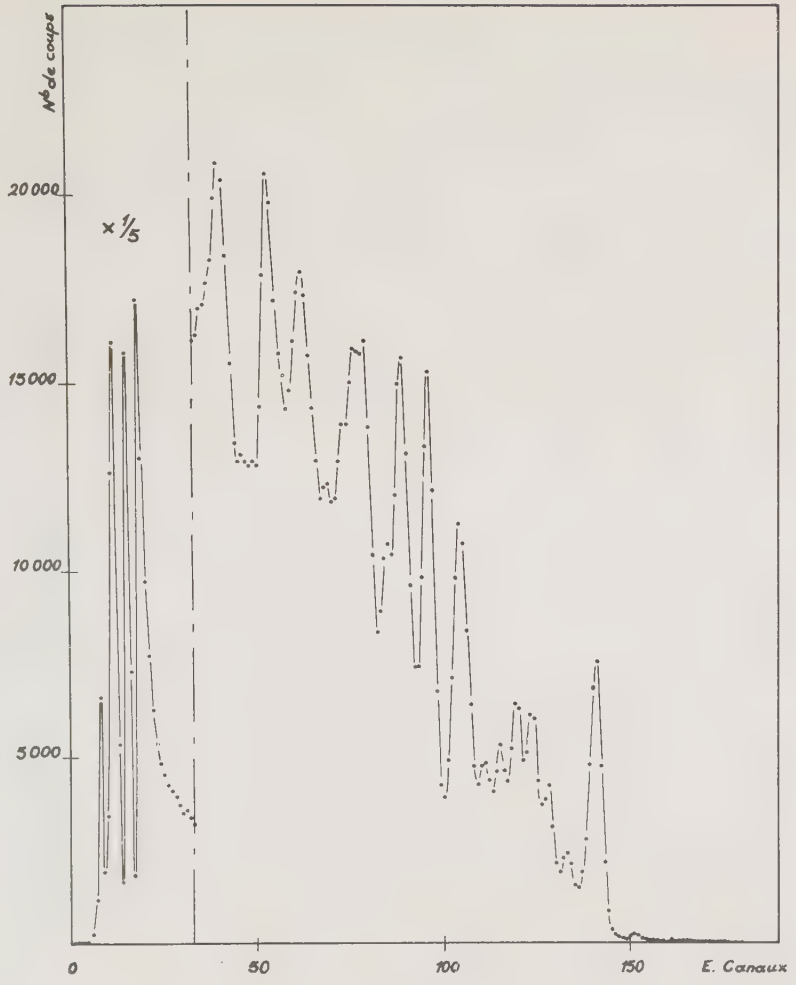
- Figure 15 -

Schéma du montage électronique associé au télescope à deux détecteurs semiconducteurs et un compteur proportionnel.



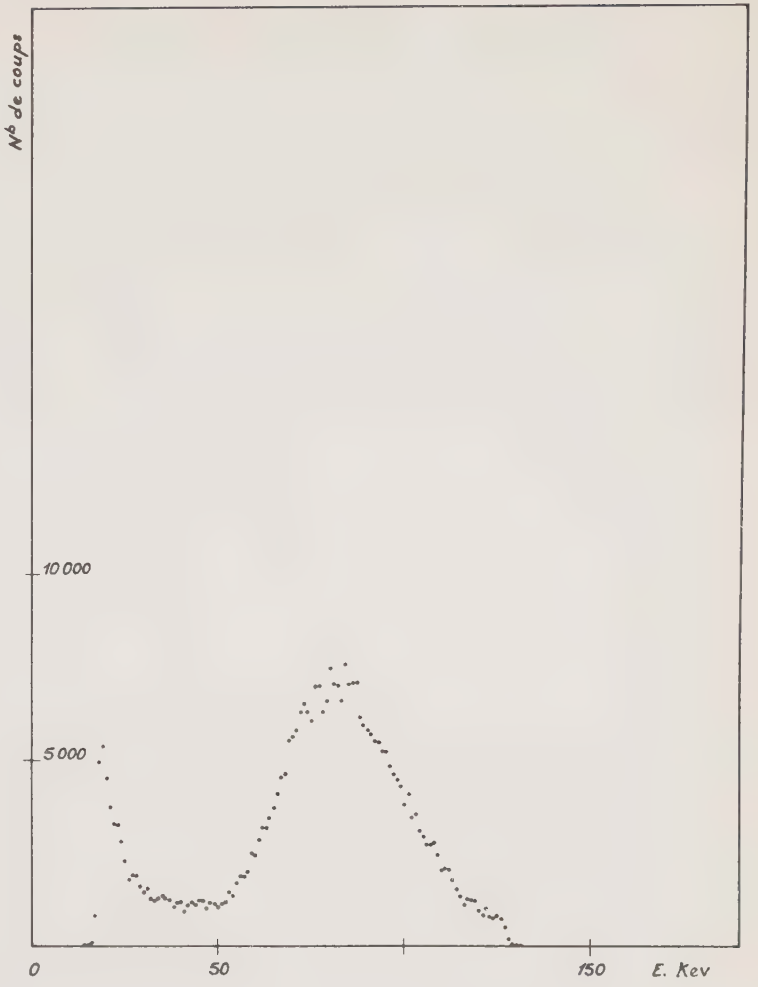
- Figure 16 -

Schéma de principe de l'installation du télescope près de la source de neutron.



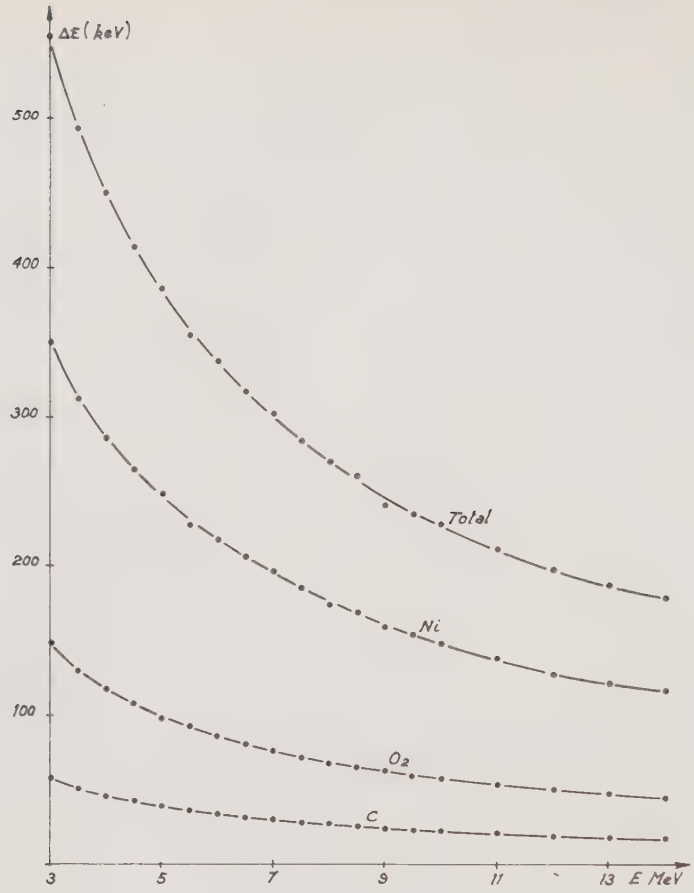
- Figure 17 -

Réactions (n,p) et (n,α) produites à l'intérieur du détecteur E par des neutrons de 13,9 MeV.



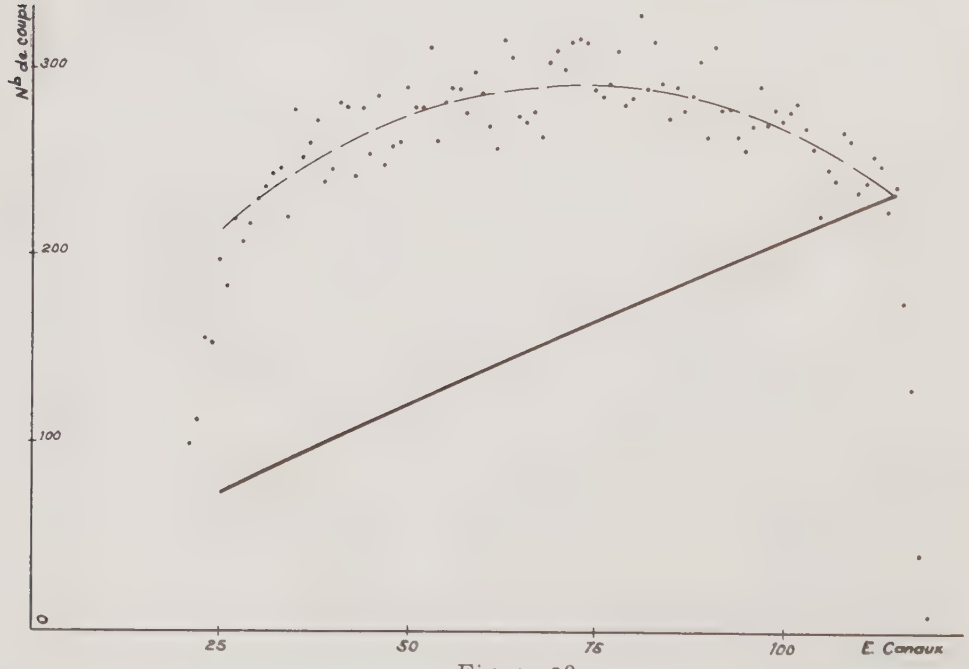
- Figure 18 -

Spectre de l'énergie perdue dans la zone sensible du compteur proportionnel par les particules chargées émises à 0° dans un radiateur de polyéthylène deutéré bombardé par des neutrons de 13,9 MeV.



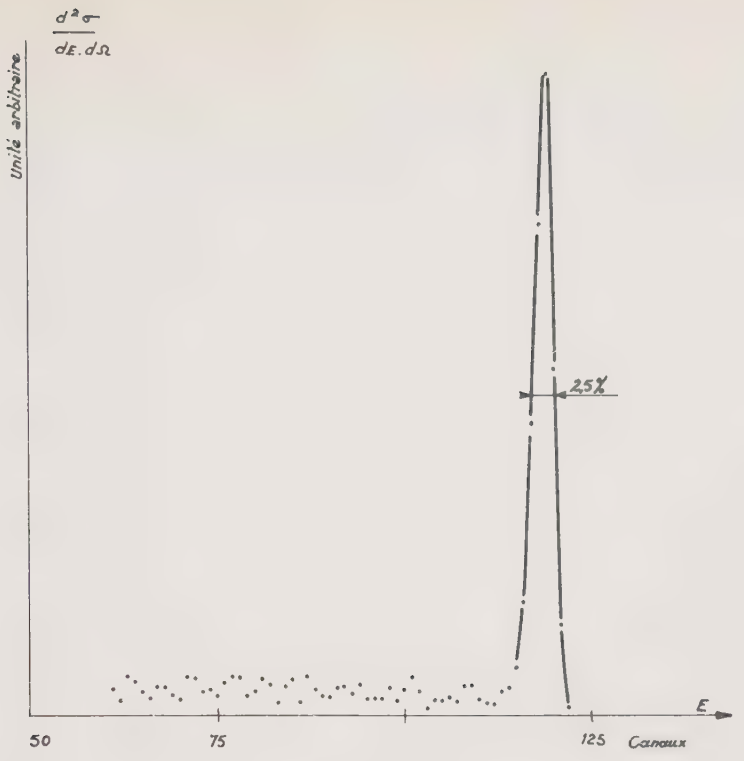
- Figure 19 -

Calcul de l'énergie perdue par des protons en traversant l'ensemble du compteur proportionnel et la fenêtre de nickel.



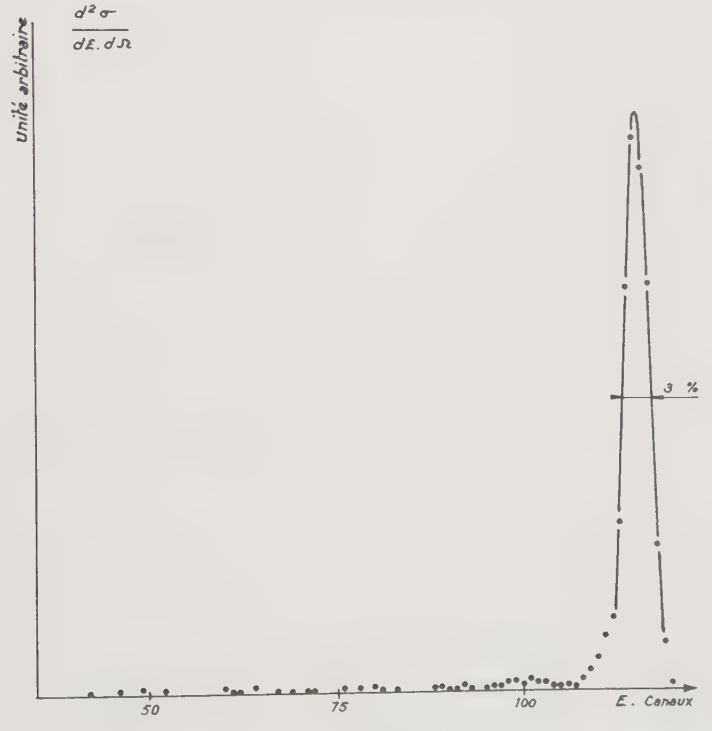
- Figure 20 -

Spectre des protons de recul produits à 0° dans un radiateur de 2 mm d'épaisseur par des neutrons dont le spectre présente un pic monoénergétique et un plateau. La courbe continue donne la contribution des neutrons monoénergétiques. La courbe discontinue donne le spectre complexe (p. 16).



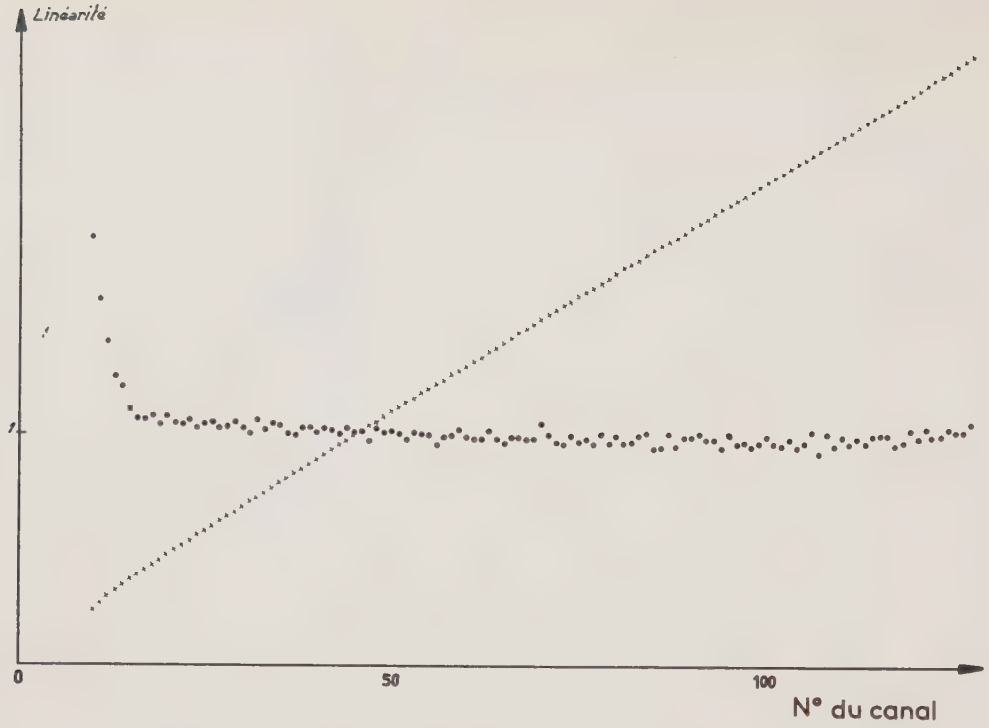
- Figure 21 -

Spectre des protons de recul produits à 0° par des neutrons de 13,9 MeV dans un radiateur de 4,5 mg/cm^2 de polyéthylène. Le fond est dû aux protons diffusés sur les parois du compteur proportionnel en l'absence des diaphragmes de plomb.



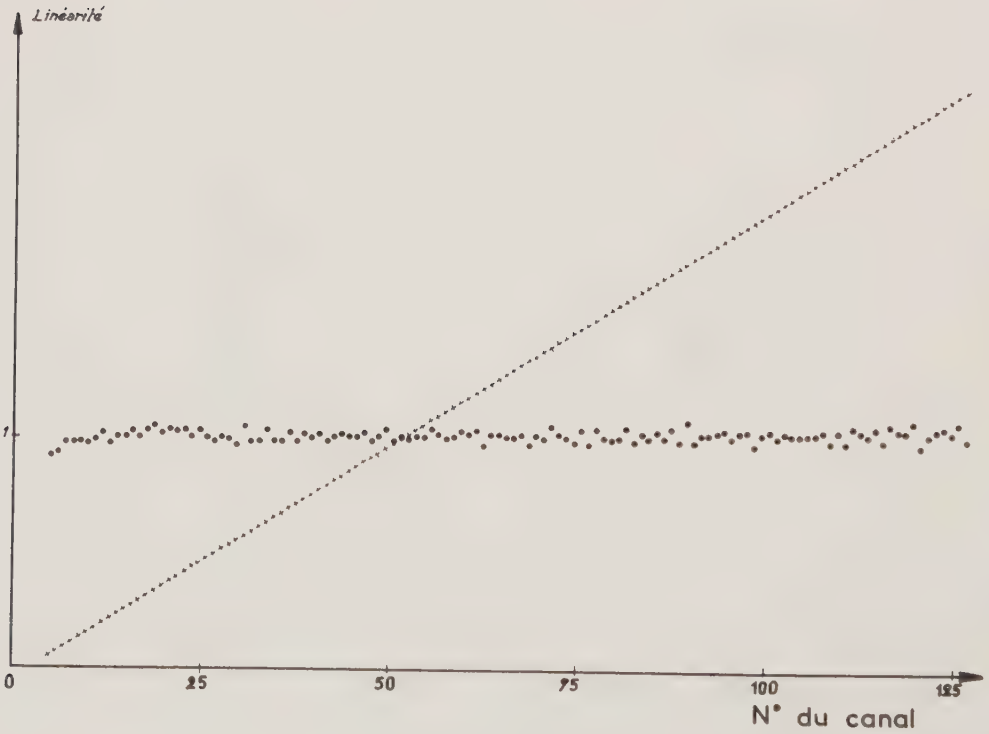
- Figure 22 -

Spectre des protons de recul émis à 0° les diaphragmes de plomb étant en place. On peut noter la disparition du fond.



- Figure 23 -

Linéarité différentielle de l'ensemble ΔE - E du télescope avec un détecteur ΔE/ΔX de 72 μm d'épaisseur.

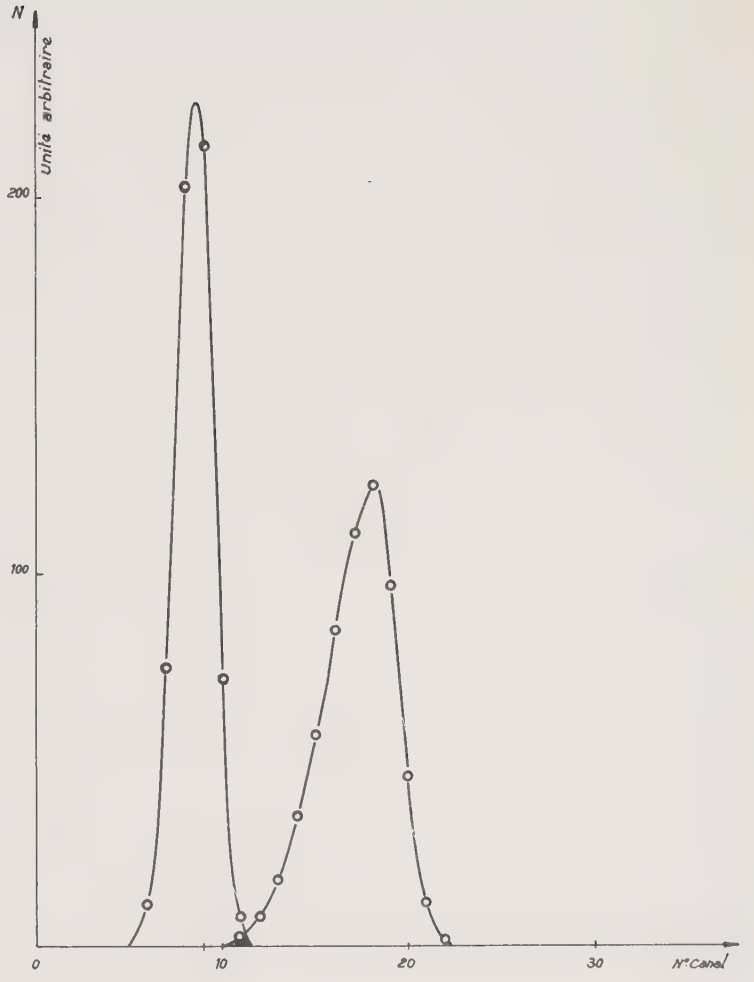


- Figure 24 -

Linéarité différentielle de l'ensemble ΔE - E du télescope avec un détecteur ΔE/ΔX de 242 μm d'épaisseur (avec seuil).

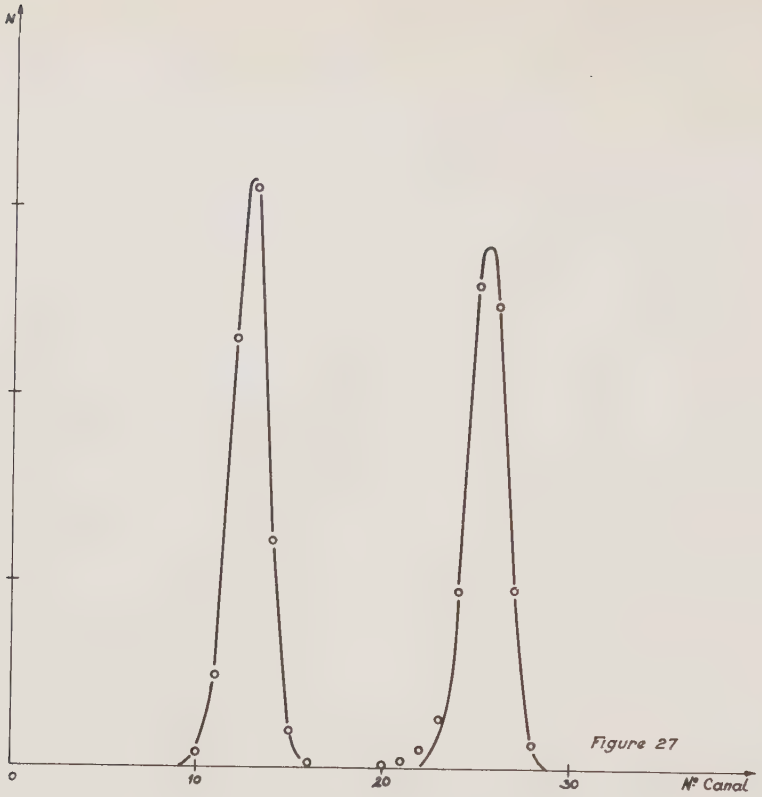
- Figure 25 -

Energie perdue par des protons et deutons de 12 à 13,9 MeV dans un détecteur $\Delta E/\Delta X$ de 72 µm d'épaisseur. Transparence aux protons 10 ‰ . Transparence aux deutons 10 ‰. Les surfaces des deux pics étant égales.



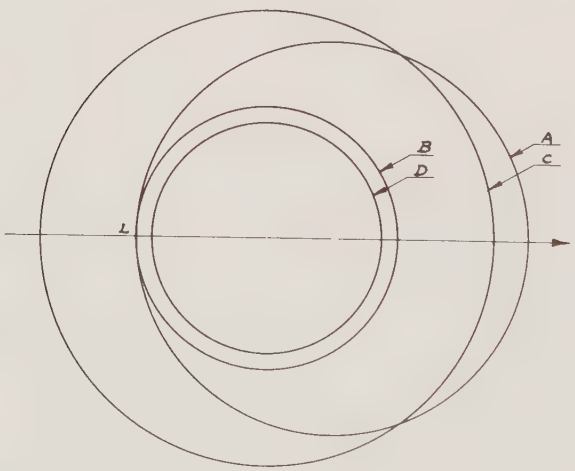
- Figure 26 -

Energie perdue dans un détectecteur de 181 µm d'épaisseur. Transparence aux protons 1,3 ‰. Transparence aux deutons 4 ‰.



- Figure 27 -

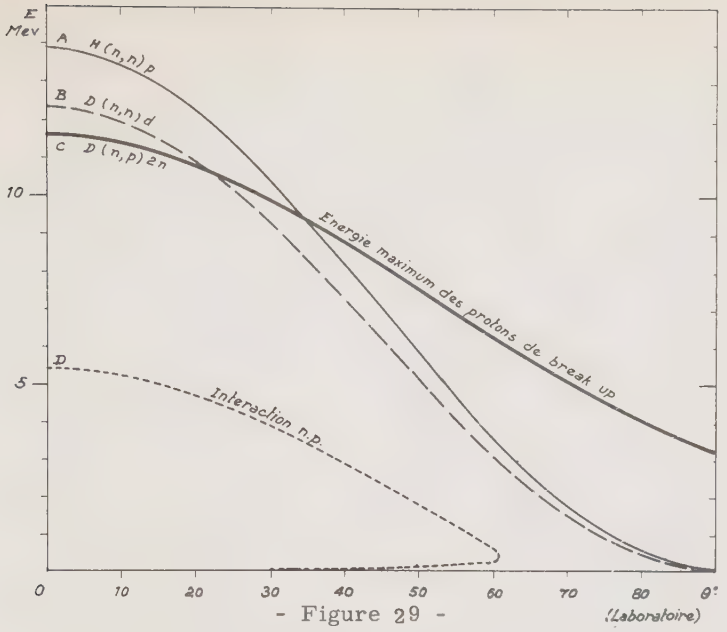
Energie perdue dans un détecteur de 242 μm d'épaisseur.



- Figure 28 -

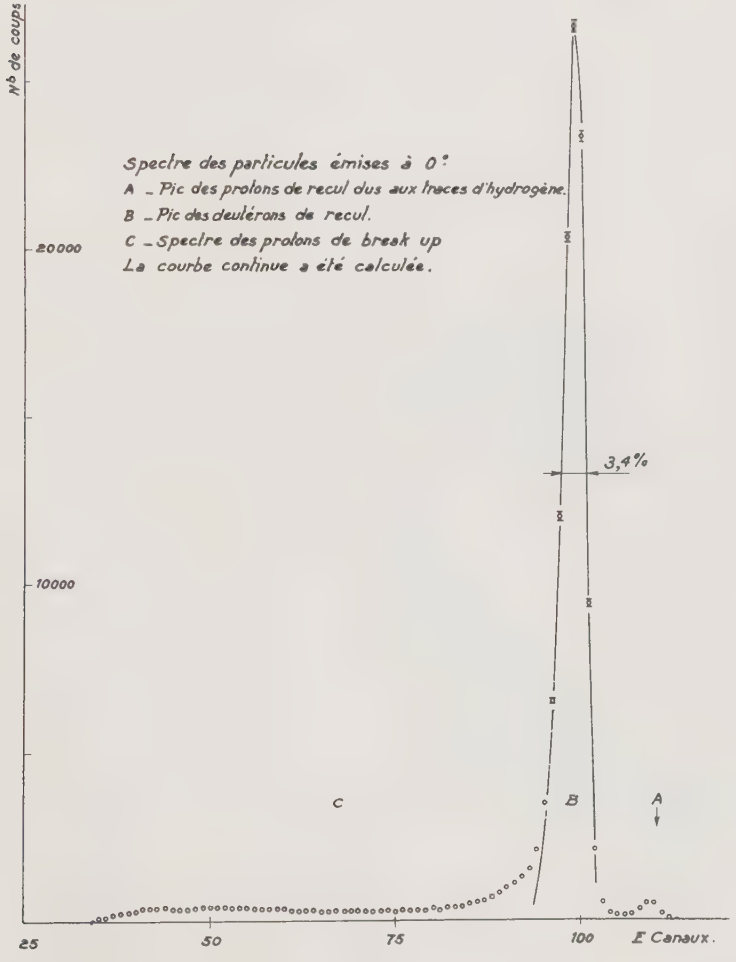
Diagramme des vitesses des produits des réactions D (n,p) 2n et D (n,d) n à 13,9 MeV.

A - Vitesse des protons de recul
B - Vitesse des deutérons de recul
C - Vitesse maximum des protons de la réaction D (n,p) 2n
D - Vitesse des protons de la réaction D (n,(pn)) n.



- Figure 29 -

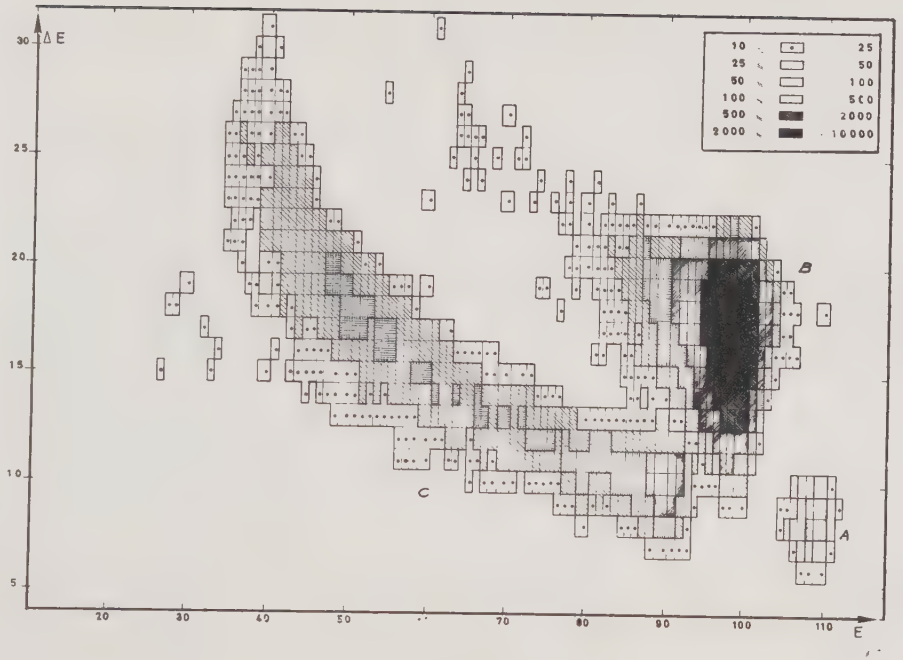
Cinématique de la réaction D (n,p) 2n à 13,9 MeV



- Figure 30 -

Spectre des particules chargées produites à 0° dans un radiateur de polyéthylène deutéré de 4.5 mg/cm^2 par des neutrons de 13,9 MeV.

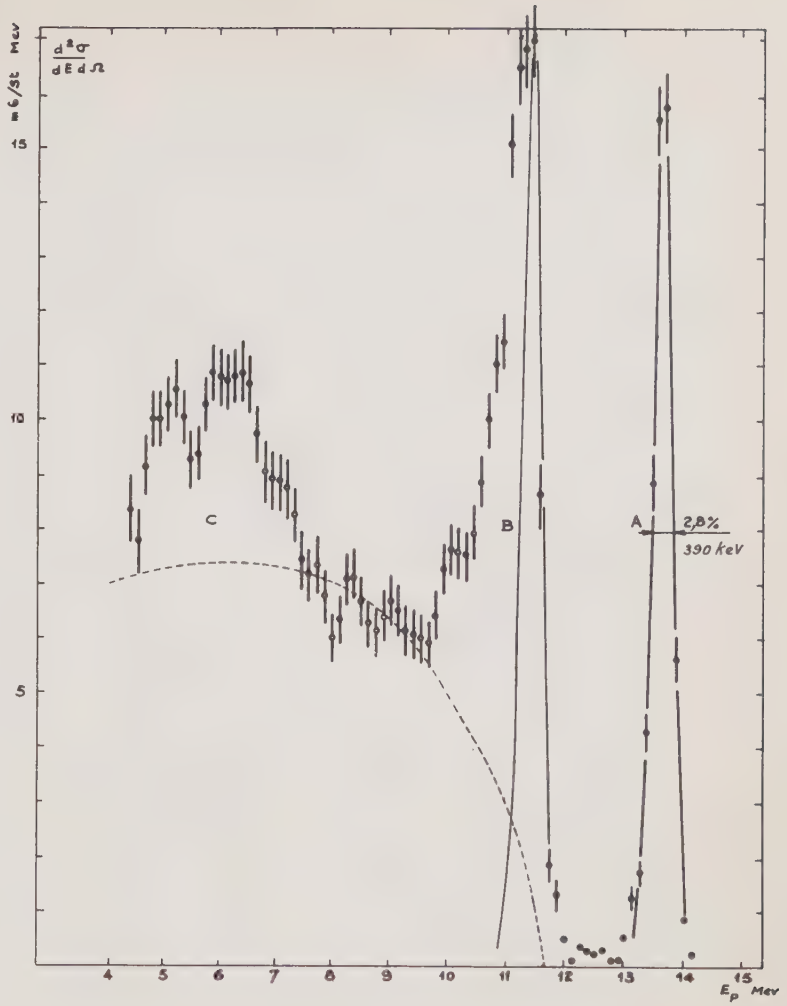
A - Protons de recul dus aux traces d'hydrogène
B - Deutons de recul
C - Spectre des protons de rupture



- Figure 31 -

Représentation schématique du tableau donné par l'ordinateur et montrant la séparation des groupes de particules chargées produites à 0° dans un radiateur de polyéthylène deutéré.

A - Protons de recul
B - Deutons de recul
C - Protons de rupture

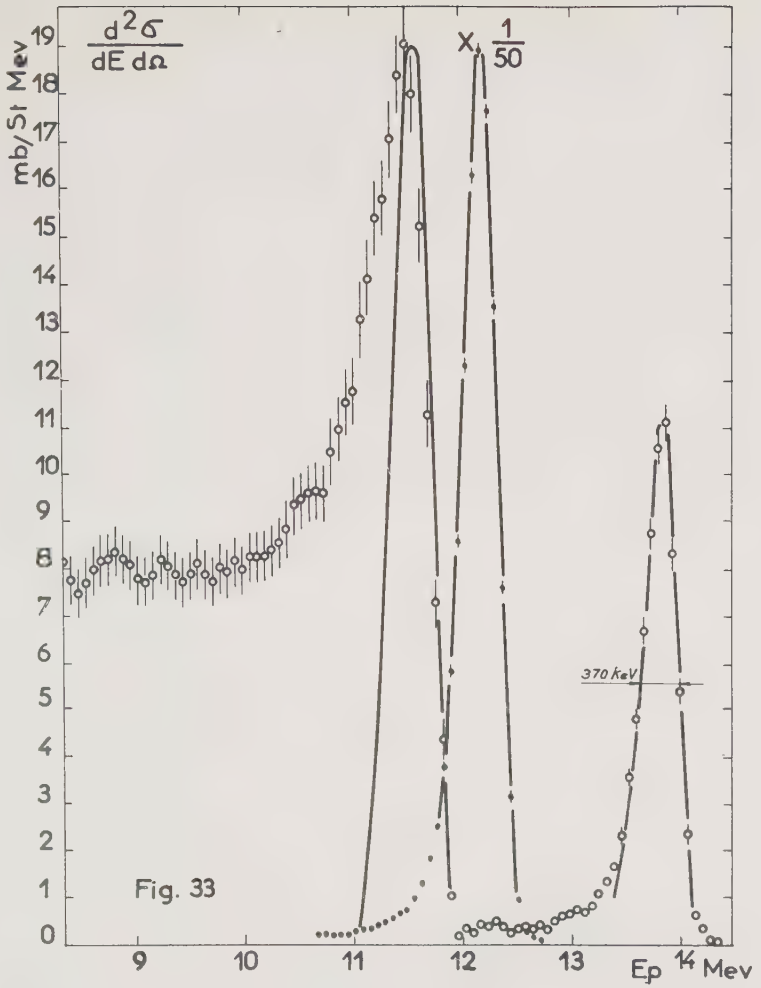


- Figure 32 -

Spectre des protons de la réaction D (n,p) 2n émis à 0°

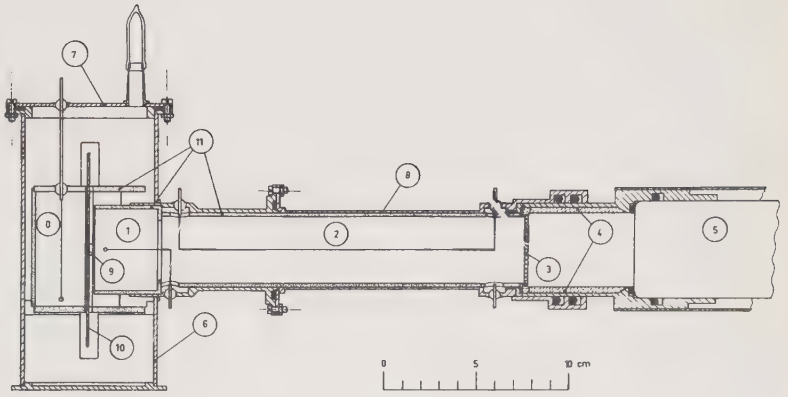
A - Protons de recul dus aux traces d'hydrogène
B - Pic attribué à l'intéraction neutron neutron.
C - Pic attribué à l'intéraction neutron proton

La courbe en pointillé donne la répartition statistique des protons [13]. Les courbes continues donnent des résolutions calculées.



- Figure 33 -

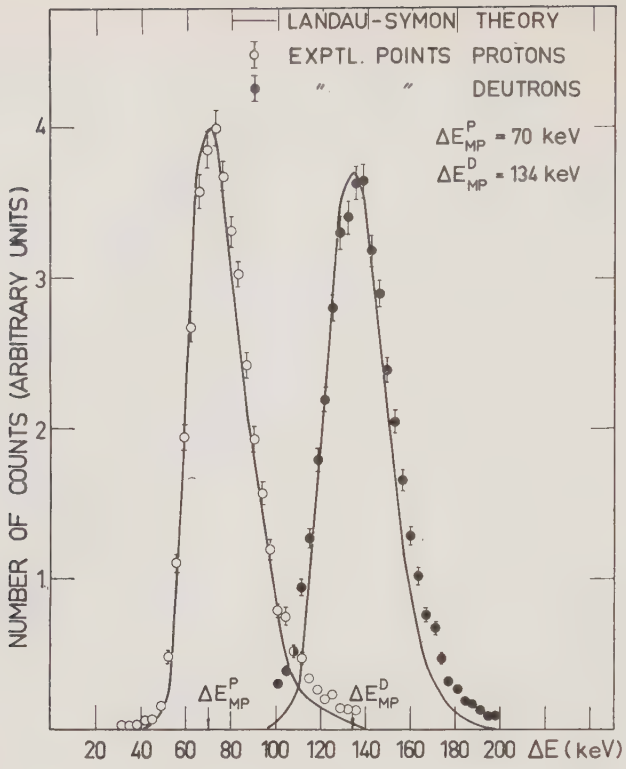
Détail du spectre des protons émis à 0° précisant la forme du pic dû à l'intéraction neutron neutron. Ce spectre a été obtenu avec un détecteur $\Delta E/\Delta X$ de 242 μm pour éliminer toute influence du pic de deutons de recul (présenté ici x 1/50).



- Figure 34 -

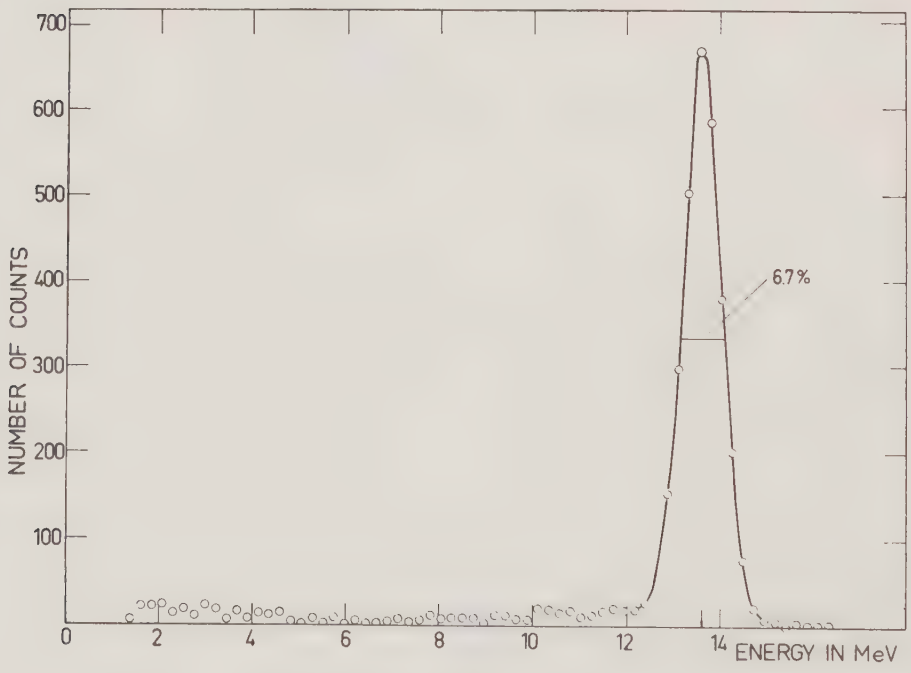
Le télescope à compteur proportionnels de L.G. KUO, M. PETRAVIC et B. TURKO [20].

0 - Compteur proportionnel d'anticoïncidence
1 - Compteur proportionnel
2 - Le compteur proportionnel dE/dx
3 - Scintillateur de C_s I (Tl)
4 - Guide de lumière en Mg0
5 - Photomultiplicateur RCA 6342
9 - La cible
10 - Disque porte-cible
11 - Graphite tapissant les compteurs



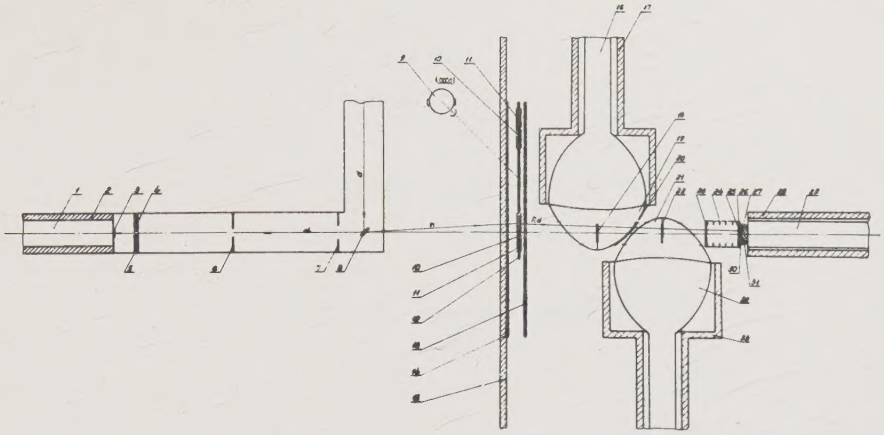
- Figure 35 -

Spectre de l'énergie perdue dans le compteur dE/dX de L.G. KUO [20] par des protons et deutérons de 12,2 MeV.



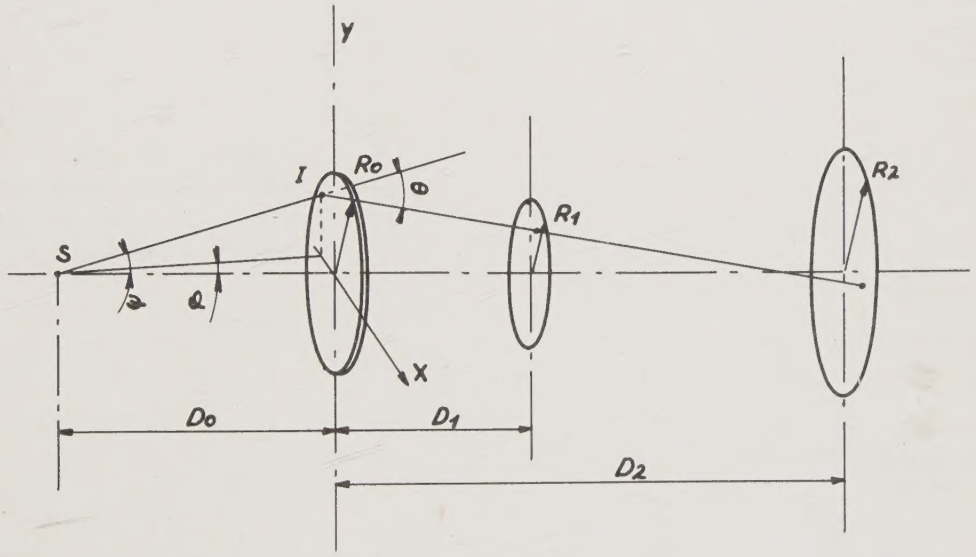
- Figure 36 -

Spectre des protons de recul (d'énergie moyenne 13,6 MeV) produits à 0° par des neutrons de 14,4 MeV dans le compteur de L.G. KUO [20].



- Figure 37 -

Le télescope à scintillateurs de V.K. VOITOVETSKY et autres. Nous pouvons y remarquer le radiateur (10) porté par un disque (12) ; les trois cristaux C_sI (Tl) (18) (22) et (30), les photomultiplicateurs (16) (29) et (32), et les réflecteurs paraboliques des détecteurs $\Delta E/\Delta X$ (19) et (21).



- Figure 38 -

Schéma de principe d'un télescope. Ces notations sont employées dans l'annexe.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

'Les quarks'

VU ET APPROUVE :
PARIS, LE 20 DECEMBRE 1967
LE DOYEN DE LA FACULTE DES SCIENCES,
Marc ZAMANSKY

VU
ET PERMIS D'IMPRIMER :
LE RECTEUR DE L'ACADEMIE
DE PARIS,
Jean ROCHE